

**НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»**

Факультет електроніки
(повна назва інституту/факультету)

мікроелектроніки
(повна назва кафедри)

«На правах рукопису»
УДК _____

«До захисту допущено»

Завідувач кафедри

_____ (ініціали, прізвище)

“ _____ ” _____ 20__ р.

Магістерська дисертація

на здобуття ступеня магістра

зі спеціальності: 6.050801 Мікро-та наноелектроніка
(код і назва)

на тему: Детектор іонізуючого випромінювання на основі фотодіода –
сцинтиляційного матеріалу

Виконав (-ла): студент (-ка) II курсу, групи ДП-41мп
(шифр групи)

Кравченко Андрій Анатолійович
(прізвище, ім'я, по батькові)

_____ (підпис)

Науковий керівник: Свечніков Георгій Сергійович, доц.канд.фіз-мат.наук
(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали)

_____ (підпис)

Консультант з нормоконтролю проф., к.т.н., доц. Орлов А.Т.

Консультант з інформаційних питань доц., к.т.н. Діденко Ю.В.

Рецензент _____
(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали)

_____ (підпис)

Засвідчую, що у цій магістерській дисертації
немає запозичень з праць інших авторів без
відповідних посилань. Студент _____
(підпис)

Київ – 2019 року

РЕФЕРАТ

Дипломну роботу виконано на 73 аркушах, перелік посилань на використані джерела включає 71 найменування. У роботі наведено 25 рисунків та 3 таблиці.

Метою даного дипломного проекту є проектування та створення детектору іонізуючого випромінювання на основі фотодіод – сцинтиляційний матеріал.

У роботі було зроблено аналіз вже існуючих сцинтиляційних детекторів та використовуваних в них фотоелементів. Опираючись на параметри існуючих детекторів зроблено аналіз про можливість та переваги використання різних фотодетекторів. На основі проведеного аналізу був обраний фотодетектор який найкраще підходить для вирішення поставленої задачі.

На основі обраного фотодектора та сцинтилятора спроектовано та виготовлено сцинтиляційний детектор, а також проведенні вимірювання спектрів радіоактивних елементів.

Ключові слова: сцинтилятор, іонізуюче випромінювання, сцинтиляційний детектор, фотодіод, фотопомножувач, ФЕП.

ABSTRACT

The thesis was completed on 73 pages and the list of references includes 71 titles. There are 25 figures and 3 tables.

The purpose of this diploma project is to design and create the ionizing radiation detector based on a photodiode - scintillation material

The existing scintillation detectors and the photocells used in them have been analyzed. Based on the characteristics of existing detectors, the possibilities and advantages of using different photodetectors in the design of a scintillation detector have been analyzed. As the result the photo detector which best suited for the task was chosen.

Based on the photodiode and scintillator, the scintillation detector was designed and manufactured

Key words: scintillator, ionizing radiation, scintillation detector, photodiode, photomultiplier, PMT.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ.....	8
ВСТУП.....	9
РОЗДІЛ I. СЦИНТИЛЯЦІЙНІ МАТЕРІАЛИ ТА МЕТОДИ ВИМІРЮВАННЯ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ	12
1.1. Іонізуюче випромінювання, класифікація	12
1.1.1. α -випромінювання.....	13
1.1.2. β -випромінювання.....	14
1.1.3. γ -випромінювання	15
1.2. Методи та прилади реєстрації іонізуючого випромінювання	17
1.2.1. Іонізаційні камери	18
1.2.2. Пропорційні лічильники.....	19
1.2.3. Лічильники Гейгера – Мюллера	20
1.2.4. Сцинтиляційні лічильники	20
1.2.5. Інші датчики.....	21
1.3. Сцинтилятори, їх класифікація, властивості	21
1.3.1. Монокристалічні сцинтилятори NaI (Tl)	23
1.3.2. Полікристалічні сцинтилятори NaI (Tl).....	26
РОЗДІЛ II. СЦИНТИЛЯЦІЙНІ ДЕТЕКТОРИ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ	29
2.1. Особливості будови сучасних сцинтиляційних лічильників	29
2.2. Характеристики сцинтиляційних детекторів з ФЕП.....	38
2.2.1. Енергетична роздільна здатність	41
2.2.2. Світлова чутливість і спектральний відгук	44
2.2.3. Відносна висота імпульсу.....	45
2.2.4. Лінійність	45
2.2.5. Однорідність	46
2.2.6. Стабільність	48
2.2.7. Шум.....	49
Висновки до розділу II.....	51
РОЗДІЛ III. МОДЕЛЬ ДЕТЕКТОРНОЇ СИСТЕМИ	52
3.1. Конструювання системи сцинтилятор-фотодіод	52

3.2. Формування світловідбиваючої оболонки та оптичного контакту	57
3.3. Детекторна система та проведення пробних досліджень.....	59
Висновки до розділу III	66
РОЗДІЛ IV. РОЗРОБЛЕННЯ СТАРТАП ПРОЕКТУ.....	67
ВИСНОВКИ.....	68
ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ	69

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

ФД – Фотодетектор

ФЕП – фотоелектронний помножувач

ЛФД – лавинний фотодіод

Z – зарядове число

A – масове число

QE – ефективність

ВСТУП

Останнє тридцятиріччя ознаменувалося широким використанням ядерної енергії в народному господарстві. Методи виявлення і вимірювання іонізуючого випромінювання застосовують в промисловості, на транспорті, в геології, сільському господарстві, біології, медицині - всюди, де виникає, необхідність (або можливість) використання іонізуючого випромінювання. Конструювання і виготовлення приладів для вимірювання іонізуючого випромінювання перетворилося в один з розділів ядерного приладобудування, в галузь промисловості.

Якщо виникає задача детектування випромінювання, тобто вимірювання його характеристик, то необхідно відповісти на питання: яку характеристику випромінювання потрібно виміряти; який з методів вимірювання є в даному випадку оптимальним; чи можна модифікувати існуючі прилади, або необхідно сконструювати зовсім новий прилад на основі існуючих елементів. У будь-якому разі при виборі детектора в по-перше необхідно визначити, як взаємодіє вимірюване випромінювання з речовиною детектора.

Сцинтиляційний спосіб детектування іонізуючого випромінювання протягом останніх 25 років - один з основних способів реєстрації в спектрометрії.

Він дозволяє безпосередньо або за вторинними процесам детектувати всі види випромінювання, його переваги:

- а) короткий час роздільної здатності,
- б) висока ефективність регенерації побічно іонізуючого випромінювання,
- в) можливість роздільної реєстрації випромінювання різних видів.

Ці переваги можуть бути реалізовані в різній сцинтиляційній ядерно-електронній апаратурі. Незалежно від призначення пристрою, в якому приймачем

випромінювання є сцинтилятор, будемо називати такий пристрій сцинтиляційним детектором. Сцинтиляційний детектор складається з сцинтилятора, фотоелектронного помножувача (ФЕП) і електронної апаратури (реєструючої або аналізуючої). Вибір типу сцинтилятора, його геометрії, методу з'єднання його з ФЕП має дуже важливе значення при конструюванні сцинтиляційних лічильників. Ця задача повинна вирішуватися при розробці нового приладу. Подібні питання виникають перед експериментатором при створенні сцинтиляційного пристрою лабораторного призначення. Процес реєстрації випромінюванні за допомогою сцинтиляційного детектора можна розділити на наступні етапи:

1. перетворення енергії часток при взаємодії зі сцинтилятором у світлову енергію сцинтиляцій;
2. збирання світлових фотонів на чутливому елементі фотодетектору;
3. поглинання світла фотокатодом і випускання фотоелектронів;
4. процес електронного множення в ФЕП;
5. формування імпульсів (сигналів), реєстрація та дослідження їх за допомогою спеціальної апаратури.

Етап 1 - це акт радіолюмінісценції. Аналіз механізму сцинтиляційного процесу в сцинтиляторах різних видів - один з основних розділів вчення про люмінесценцію. Етапи 3 і 4, які відносяться до процесів, що протікають у фотоелементі, також досить досліджені та розкриті. Етап 5 - один з найважливіших розділів ядерної електроніки. Особливим є етап 2 - процес світлозбирання. Хоча встановлення закономірностей цього процесу, дослідження «оптики сцинтиляторів» необхідне для практичного використання сцинтиляторів досліджувалося вже раніше.

Дуже розповсюджені, в наш час, сцинтиляційні детектори з ФЕП в якості фотоприймачів. Але у таких лічильників є ряд своїх недоліків. Основними недоліками ФЕП при використанні в сцинтиляційних детекторах є їх великий розмір, необхідність високої (близько 1 кВ) напруги живлення.

Альтернативним варіантом на заміну традиційним вакуумним ФЕП є твердотільні фотоприймачі, представлені фотодіодами (ФД) які до останнього часу мали ряд недоліків, такі як відсутність внутрішнього підсилення і великий темновий струм, який перешкоджав реєстрації слабких світлових сигналів. На сьогоднішній день, з розвитком електроніки, дані фотоприймачі стають все більш актуальними і відрізняється від вакуумного ФЕП значно більш низькою напругою живлення, меншою споживаної потужністю, невеликими габаритами і вагою, більш високими надійністю і стабільністю характеристик, нечутливістю до магнітних полів, високою лінійністю світлової характеристики в широкому (до восьми порядків) діапазоні інтенсивності світлового потоку. При розробці сцинтиляційних лічильників на основі фотодіодів виникає ряд специфічних проблем, пов'язаних з малими розмірами чутливої площадки ФД, слабкою їх чутливістю в синій області спектру, невеликим коефіцієнтом посилення та ін. Ці обставини накладають певні обмеження на використання ФД.

У кожному конкретному випадку необхідний обґрунтований вибір сцинтиляційного матеріалу, матеріалів оптичної системи сцинтилятора, оптимізація розмірів і форми чутливого елементу для реалізації найбільш сприятливих умов світлозбору з врахуванням особливостей експлуатації детекторної системи. Детектори на основі фотодіодів є відносно новою гілкою сцинтиляційної техніки. Але їх виготовлення та вдосконалення приносить переваги використання даних лічильників в багатьох сферах науки, промисловості, медицини, тощо.

РОЗДІЛ I. СЦИНТИЛЯЦІЙНІ МАТЕРІАЛИ ТА МЕТОДИ ВИМІРЮВАННЯ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

1.1. Іонізуюче випромінювання, класифікація

Іонізуючим випромінюванням називається таке випромінювання, для якого взаємодія із середовищем приводить до утворення іонів (негативно або позитивно заряджених частинок) з нейтральних молекул чи атомів. Іонізуюче випромінювання може мати корпускулярну або хвильову природу.

Джерела іонізуючих випромінювань, як окрему групу однотипних радіонуклідів, класифікують по виду частинок, що випромінюються в процесі ядерного розпаду частинок, з яких формується радіаційне поле навколо цього джерела.

Найчастіше числа радіоактивних джерел виділяють:

- α -випромінювання;
- β -випромінювання;
- нейтронне випромінювання;
- γ -випромінювання;
- рентгенівське випромінювання.

Ця класифікація досить умовна і, зазвичай, вказує на вид випромінювання яке переважає, якщо воно є єдине (γ -випромінювання зазвичай, також, супроводжується α - та β - випромінюваннями частинок - при ізомерному ядерному переході дочірнього нукліда «самого в себе», тобто без зміни складу ядра, але зі зміною енергетичного стану в результаті перегрупування нуклонів). До названих класів випромінювання можна додати також: нуклонні (протонні і нейтронні) випромінювання, кластерні випромінювання (випромінювачі великих ядерних фрагментів) і випромінювачі осколків ядер (від спонтанного ядерного поділення).

1.1.1. α -випромінювання

α -частинками було прийнято називати ядра ізотопу гелію ${}^4\text{He}$. Як показує досвід, розпад з випусканням α -частинок характерний в основному для радіоактивних ізотопів з великим атомним номером. Але серед легких і середніх за масою ядер такий розпад практично не зустрічається. Пов'язано це з тим, що даний розпад, котрий супроводжується α -випромінюванням, пов'язаний, по-перше, з кулоновським відштовхуванням, яке зростає в міру збільшення розмірів ядер (як квадрат зарядового числа: Z^2) - зростає швидше, ніж ростуть ядерні сили тяжіння, які змінюються лінійно з ростом масового числа A [1].

Для з'ясування природи α -частинок, які, свого часу, були виявлені та названі так Резерфордом, був поставлений експеримент, в якому α -промені радону проходили через тонесеньку скляну стінку в ізольовану посудину. Протягом деякого часу в сосуді накопичувався газ в достатній для його хімічного аналізу спектроскопічним методом кількості. А також, за величиною відхилення α -частинок в магнітному і електричному полях для них було обчислено відношення зарядового і атомного чисел (Z/A). Відношення зарядового і атомного чисел виявилось рівним приблизно половині величини аналогічного відношення для ядра водню [1]. Також було з'ясовано, що заряд α -частинок позитивний, а їх швидкість в більшості випадків становить приблизно $1/10$ швидкості світла. Ці дані лягли в основу доказу того, що α -частинки являють собою ядра одноатомного газу. Ці ядра характеризуються масовим числом $A = 4$ і зарядовим числом $Z = 2$. Саме так було встановлено, що α -частинка це ядро атома гелію, який складається з двох нейтронів та двох протонів.

1.1.2. β -випромінювання

Розпад ядер, який супроводжується β -випромінюванням, характерний для великого числа радіоактивних ізотопів. Як відомо, загальна назва « β -частки» відноситься до електронів (β^- -частинок) і позитронів (β^+ -частинок). Вперше були виявлені фізичні закономірності саме даного типу, пов'язаного з випусканням ядрами електронів за межі ядра.

З переходом електрона за межі ядра зв'язано поняття такого особливого процесу, який умовно можна зарахувати до ядерних розпадів, хоча по своїй суті є більше не «розпадом» ядра, а «антирозпадом», тобто відновленням: так як в цьому виді ядерного переходу електрон не випускається ядром а, навпаки, - захоплюється з орбіти атома (і за атомні межі не випускається). Тільки на підставі, того що і при β -радіоактивності, і при електронному захопленні відбуваються спонтанні процеси, які пов'язані з рухом однакових часток, та враховуючи те, що електронне захоплення може призводити до випускання.

Результатом перших дослідів було вивчення відхилення частинок в електричному та магнітному полях було встановлено (А.А.Беккерелем), що пучки негативно заряджених β -частинок це є потоки електронів, котрі рухаються зі швидкостями від 0,1 до 0,99 швидкості світла [2].

Всередині ядер електрони існувати не можуть, але вони виникають в процесі ядерних розпадів, як результат перетворення нейтронів в протони (подібний процес трансформації нейтронів може відбуватися не тільки всередині ядра, але також у його вільному стані).

1.1.3. γ -випромінювання

Ядерні перетворення можуть відбуватися не лише з переходом у стабільний стан дочірнього нукліда, але і в збуджений ядерний стан. Саме через це радіоактивний розпад багатьох нуклідів тягне за собою подальше випромінювання γ -випромінювання, що забирає надлишкову енергію дочірнього нукліда. Випромінювання одного або декількох γ -фотонів відбувається тільки тоді, коли знову виникле ядро є енергетично збудженим, тобто володіє надлишком енергії в порівнянні зі своїм нормальним станом. Більшість збуджених ядерних станів мають дуже малий час життя (менше наносекунди). Однак існують і досить довготривалі ізомерні стани (час життя збуджених нуклідів може вимірюватися мікросекундами, десятками годин або навіть роками). Виявилося, що майже всі ядра мають, крім основного квантового стану, дискретний набір збуджених станів з більшою енергією (винятком є ядра ^1H , ^2H , ^3H і ^3He - протони, дейтрони, тритони і геліони). Незбуджені атомні ядра можуть здійснити перехід в збуджений стан, наприклад, в результаті їх опромінення високоенергетичними фотонами або бомбардуванням нейтронами (якщо нейтрони, взаємодіючи з ядрами, віддають їм частину своєї енергії) [2].

Як відомо, збудження ядра в подальшому може призводити до розпаду нукліда з випромінюванням α - або β -частинок, інших видів випромінювання. Серед інших спонтанних ядерних переходів відомі і такі фізичні процеси, які пов'язані з переходом ядра із підвищеного збудженого стану в стан з меншим збудженням, шляхом видалення конверсійних електронів з атомної оболонки або за допомогою γ -випромінювання. Зміни станів атомних ядер, що супроводжуються випусканням (або поглинанням) γ -фотонів, називають γ -переходами. Приблизні межі тривалості періоду напіврозпаду для γ -переходів -

від 10^{-19} с до 10^{10} років. Значення енергії γ -переходів змінюється від декількох кілоелектрон-вольт (кеВ) до декількох мегаелектрон-вольт (МеВ).

Тривалість γ -переходів різко зростає зі зменшенням їх енергії і зі збільшенням різниці моментів вихідного і кінцевого станів ядра. Зрозуміло, що в разі випускання γ -фотона ні зарядове, ні масове числа нукліда не змінюються, але відбувається певне перегрупування нуклонів в ядрі [2]. Ці фізичні переходи називаються ядерними ізомірними переходами. нуклони з однаковими атомними номерами і масовими числами (відповідно з однаковим баріонним зарядом, але знаходяться в різних енергетичних станах) називаються ядерними ізомерами.

Характеризуючи спектральні параметри γ -випромінювання, можна виділити:

- а) м'які γ -промені (енергія квантів від 10^5 еВ з частотою від $2 \cdot 10^{19}$ Гц та довжиною хвилі до 10^{-11} м);
- б) жорсткі γ -промені (енергія квантів від 10^7 еВ з частотою від $2 \cdot 10^{21}$ Гц та довжиною хвилі до 10^{-13} м);
- в) наджорсткі γ -промені (енергія квантів від 10^{11} еВ з частотою від $2 \cdot 10^{25}$ Гц, довжиною хвилі до 10^{-17} м);
- г) ультра-жорсткі γ -промені (енергія квантів від 10^{14} еВ з частотою від $2 \cdot 10^{28}$ Гц та довжиною хвилі до 10^{-20} м).

За фізичною природою γ -фотони - це кванти електромагнітного поля [3].

Перехід нуклідів з одного енергетичного стану в другий, супроводжується γ -випромінюванням, яке буває одноразовим (за умови що ядро відразу переходить в основний енергетичний стан) або каскадним (якщо відбувається випромінювання кількох γ -фотонів в результаті ряду послідовних радіаційних переходів). Кожного разу, коли вивільняється квант, енергія визначається різницею енергій станів, між якими відбувається ядерний ізомерний перехід.

Створення γ -фотонів проходить під дією електромагнітних сил, явище обумовлено взаємодією певних нуклонів ядра з електромагнітним полем, створеним за рахунок руху всіх нуклонів ядра. Опромінювання або поглинання

γ -фотонів окремими нуклонами заборонено дією законів збереження імпульсу та енергії.

1.2. Методи та прилади реєстрації іонізуючого випромінювання

Під словами «реєстрація іонізуючого випромінювання» зазвичай розуміють не лише виявлення радіоактивного випромінювання, а також вимірювання інтенсивності, визначення енергій та інших характеристик опромінювання. Системи для реєстрації іонізуючого випромінювання як правило складаються з двох частин: детектора і вимірювального приладу. Детектор є чутливим елементом, в якому відбувається взаємодія опромінювання з системою. Вимірювальний прилад сприймає сигнали з виходу детектору і виконує свої функції, необхідні для виконання вимірювань. Робота лічильників заснована на різних процесах взаємодії радіоактивного випромінювання з речовинами. У ряді лічильників проходить іонізація, яка створюється в них при проході зарядженої частинки. До таких лічильників відносяться іонізаційні камери, пропорційні лічильники, лічильники Гейгера - Мюллера, кристалічні лічильники та камери Вільсона [3]. В деяких лічильниках головну роль відіграють процеси збудження та дисоціації молекул. Такі явища в поєднанні з іонізацією стають причиною виникнення люмінесценції в сцинтиляційних детекторах та є засвіченням «прихованого» зображення в фотографічних емульсіях. Молекулярна дисоціація особливо важлива в хімічних детекторах, робота яких заснована на протіканні певних хімічних реакцій. Іншими дуже важливими первинними процесами, котрі мають місце під час взаємодії випромінювання з лічильником, є випромінювання черенковского опромінювання в лічильниках Черенкова, а також вторинна електронна емісія в електронних помножувачах.

Системи для реєстрації іонізуючого випромінювання в залежності від того, в якому режимі вони працюють, можна розбити на імпульсні і інтегруючі. У

імпульсному режимі роботи на виході детектору отримуємо серію окремих, дозволених в часі сигналів. Кожену сигналу відповідає проходження ядерної частинки через чутливий елемент детектору. Прикладом детектору імпульсного типу може бути лічильник Гейгера - Мюллера. Системи для реєстрації опромінювання є системами імпульсного типу в тих випадках, в котрих використовується імпульсний детектор і електронний чутливий елемент для підрахунку імпульсів. У системах інтегрального типу вимірюється безпосередньо певний середній ефект, який зумовлений потраплянням в чутливий елемент детектору великої кількості ядерних частинок. Як правило, у таких випадках не прагнуть виявити окремі частинки. Для великих потоків ядерних часток це зробити часто буває неможливо. Тому подібні системи можна назвати системами для вимірювання середнього рівня радіоактивного випромінювання. Стандартним прикладом такої системи служить інтегруюча іонізаційна камера. Струм на виході камери пропорційний числу частинок, що падають на детектор в одиницю часу [4].

1.2.1. Іонізаційні камери

Типовою конструкцією іонізуючої камери є циліндричний провідний корпус і провідний електрод, котрий розташований уздовж осі циліндра і ізольований від нього. Між корпусом та центральним електродом прикладається така напруга, щоб камера працювала в області насичення. Часто камера наповнюється сухим повітрям при атмосферному тиску [4]. Для певних спеціальних застосувань обираються інші гази. Іонізаційні камери використовуються для реєстрації будь-яких типів радіоактивного опромінювання. Імпульсна камера застосовується, як приклад, для визначення енергії та питомої іонізації сильно іонізуючих частинок, для прикладу, α -частинок. В такому

випадку іонізаційна камера використовується в поєднанні з електронними приладами для аналізу імпульсів по амплітуді. Якщо камера працюватиме в інтегруючому режимі, то вимірюватиметься або струм, величина якого буде пропорційна інтенсивності потоку ядерного випромінювання, або заряд, котрий виникатиме в камері протягом певного часу. Величина заряду пов'язана з потоком опромінення, котрий потрапляє в камеру за час вимірювання. Даний метод вимірювання заряду широко застосовується в індивідуальних дозиметрах.

1.2.2. Пропорційні лічильники

Пропорційні лічильники як правило працюють в імпульсному режимі. Коефіцієнт газового підсилення становить іноді величини порядку 10^5 або 10^6 . В такому випадку поряд з підсиленням імпульсів також зберігається і залежність їх амплітуди від початкового рівня іонізації. За рахунок газового підсилення, за допомогою пропорційні лічильники можна застосовувати для виявлення іонізуючих частинок даного типу, користуючись електронними приладами з набагато меншим коефіцієнтом підсилення, ніж у випадку імпульсних іонізаційних камер. Крім того, також, використовуючи пропорційні лічильники можна зареєструвати частки менших енергій, ніж у випадку іонізаційних камер [4]. Під час роботи з такими камерами, рівень шумів електронного підсилювача обмежує величину імпульсу, котрий може бути зареєстрований. Залежність величини імпульсу від початкової іонізації дозволяє розрізнити випромінювання, які будуть розрізнятися по створеній ними іонізації. А також, наприклад, α -частинки можуть бути легко визначеними за наявності β -часток дякуючи значній відмінності в величині їхньої питомої іонізації. Імпульси від β -часток будуть мати меншу амплітуду, та також їх легко можна буде впорядкувати лічильної системою.

1.2.3. Лічильники Гейгера – Мюллера

Данні детектори можуть використовуватися для реєстрації майже всіх типів іонізуючого випромінювання, котрі створюють іонізацію усередині лічильної трубки, незалежно від того, наскільки малою є ця іонізація. Лічильники Гейгера - Мюллера дуже широко використовуються для рахунку електронів, β -часток, γ - та рентгенівських променів [4]. Для даних типів опромінювання лічильники Гейгера - Мюллера є дуже зручними у використанні. Така ефективність зумовлена тим, що випромінювання роблять малу питому іонізацію і їх досить важко реєструвати іншими способами. У деяких випадках лічильники Гейгера - Мюллера використовують для реєстрації α -частинок і інші сильно іонізуючі частинки. Проте частинки які мають сильний іонізуючий ефект, мають малий пробіг, тому для них доводиться використовувати лічильники з тонкими віконцями або ж поміщати джерело радіоактивного випромінювання усередині лічильника.

Амплітуда імпульсів лічильника Гейгера - Мюллера не залежить від початкової іонізації, через це такі лічильники не можна використовувати для вимірювання енергії часток. А також, не можна розрізнити імпульси різних частинок шляхом регулювання чутливості електронної схеми.

1.2.4. Сцинтиляційні лічильники

Під час проходженні іонізуючих частинок крізь певні кристали з'являються спалахи світла - сцинтиляції. В сучасних сцинтиляційних лічильниках це світло спрямовуються на чутливу ділянку фотоелементу. Результуючий імпульс струму на виході фотоелементу вказує на проходження іонізуючої частки крізь

сцинтиляційний кристал [4]. За певних умов результуючий імпульс пропорційний енергії, яка була втрачена часткою в кристалі. Тобто, сцинтиляційний лічильник, так як і пропорційний лічильник, і імпульсна іонізаційна камера, може бути застосована не тільки для підрахунку частинок, але і для вимірювання енергетичного розподілу частинок.

Сцинтиляційні лічильники використовуються для реєстрації будь-яких типів частинок. В даний час сцинтиляційні лічильники є найбільш універсальний тип детектора іонізаційного випромінювання.

1.2.5. Інші датчики

Крім перелічених вище, існують також інші методи реєстрації радіоактивного випромінювання, котрі виявляються корисними при вирішенні багатьох конкретних завдань. Методи базуються на застосуванні камер Вільсона, кристалічних лічильників, калориметричних методів, лічильників Черенкова, ядерних емульсій, хімічних лічильників і інших різних типів нейтронних лічильників.

1.3. Сцинтилятори, їх класифікація, властивості

Сцинтилятори поділяються на органічні та неорганічні. Більшість неорганічних сцинтиляційних кристалів складаються з галогеновмісних з'єднань, наприклад, NaI (Tl), BGO, BaF₂, CsI (Tl) і PbWO₄.

З них найчастіше використовується сцинтиляційний кристал NaI (Tl). Даний неорганічний сцинтилятор має значні переваги, він наділений гарною ефективністю перетворення енергії, досить високою ефективністю поглинання і гарною ймовірністю фотоефекту в порівнянні з органічними кристалами.

Йодид цезію CsI (Tl) не гігроскопічний, має досить високий світловихід, досить зручний для обробки. Спектр випромінювання має максимум при 550 нм досить добре узгоджується з спектральною чутливістю кремнієвих фотодіодів.

Вторид барію BaF₂ є одним з найшвидших серед неорганічних сцинтиляційних кристалів, має дві часові компоненти, одна з них з часом висвічування 0,9 нс, а інша - близько 630 нс. α -частки збуджують повільну часову компоненту, а γ -кванти - швидко, що в принципі робить можливим ідентифікувати ці частинки за часом розпаду сигналу фотодетектору. Спектр випромінювання BaF₂ характерний тим, що має два максимуми, один в ультрафіолетовій області близько 200 нм, а другий - близько 320 нм.

Германат вісмуту BGO не гігроскопічний, легко обробляється, має велику щільність, а тому і досить малу радіаційну довжину $X_0 = 1.12$ см. Спектр випромінювання кристалу має максимум на 480 нм, що відповідає спектру чутливості фотодіодів. Також має високу прозорість – тому довжина загасання досягає 3,5-4 м. Час висвічування 300 нс, але при цьому сильно залежить від температури.

Вольфрамат свинцю PbWO₄ характеризується найвищою щільністю, а тому і дуже короткою радіаційною довжиною $X_0 = 0,89$ см, дуже малим часом висвічування 5-15 нс.

Світловихід у більшості неорганічних сцинтиляторів сильно залежить від температури [5].

Органічні сцинтилятори включають в себе пластикові, рідкі сцинтилятори та антрацен органічного кристалу. Ці сцинтилятори показують

короткий час згасання і не здатні до розкладання. Пластикові сцинтилятори легко обробляти і формувати, тому вони доступні в різноманітних варіантах, включаючи великі розміри і специфічні форми, також вони прості в використанні. При детектуванні γ -променів органічні сцинтилятори мають низький коефіцієнт поглинання і мають меншу ймовірність до фотоефекту, що робить їх непридатними для застосування в енергетичному аналізі.

1.3.1. Монокристалічні сцинтилятори NaI (Tl)

Монокристалічний NaI (Tl) є класичним сцинтиляційним кристалом для детектування γ -випромінювання проміжних і низьких енергій. NaI (Tl) володіє досить високою ефективністю люмінесценції і доступний в монокристалічному і полікристалічному виді, причому в самих різних розмірах і формах. Досить широке застосування кристалів NaI (Tl) багато в чому ґрунтується на відносній простоті використання і низькій вартості кристалів.

Завдяки великому світловиходу (40 000 фотонів на 1 MeV поглинутої енергії), енергетичній роздільній здатності, досить гарній відповідності спектру радіолюмінісценції до області максимальної чутливості широко використовуваних ФЕП (415 + 5 нм) і великій швидкості відгуку (серед активованих йодидів лужних металів), монокристали NaI (Tl) залишаються в числі найбільш використовуваних сцинтиляційних матеріалів, [15]. Максимум смуги люмінесценції талію (415 нм) лежить поблизу максимуму чутливості стандартних ФЕП, добре узгоджується зі спектральною чутливістю білужних ФЕП (спектр рентгенівської люмінесценції сцинтилятора NaI (Tl) показаний на рис. 1.1).

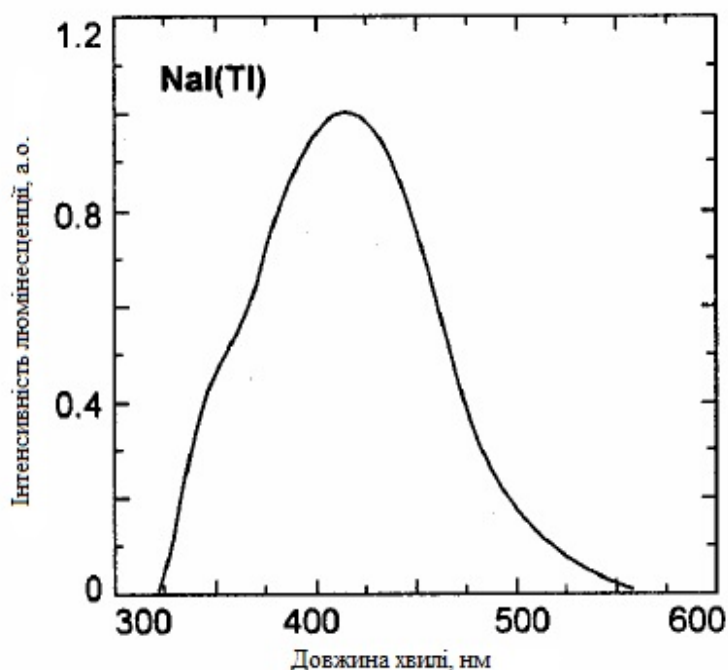


Рисунок 1.1 – Спектр флуоресценції сцинтилятора NaI (Tl)

Монокристали NaI (Tl) мають велике атомне число та відносно високу щільність, що в свою чергу забезпечує високу пікову і повну ефективність детектування гамма і рентгенівського випромінювання. Гарне поглинання світла в монокристалах великого розміру забезпечується високою прозорістю внутрішнього випромінювання. Кінетика сцинтиляційного розпаду включає в себе кілька компонентів. При кімнатній температурі основний сцинтиляційний компонент з постійною часу близько 230 нс відповідає від 90 до 95% інтегральної інтенсивності; інша інтенсивність відноситься до більш повільних сцинтиляційних компонентів. Через швидкий час згасання сцинтилятор NaI (Tl) може бути використаний для виявлення сильного потоку γ -частинок. Час згасання люмінесценції і світловий вихід монокристалів NaI (Tl) (див. рис. 1.2 та рис. 1.3 відповідно). При більш високих температурах, час розпаду NaI (Tl) зменшується, що дозволяє використовувати цей матеріал в радіометричному обладнанні, що працює при високих температурах, наприклад, в геофізичних приладах. Світловий вихід

NaI (Tl) є найвищим при кімнатній температурі, температурний коефіцієнт становить 0,22-0,5%/K [9].

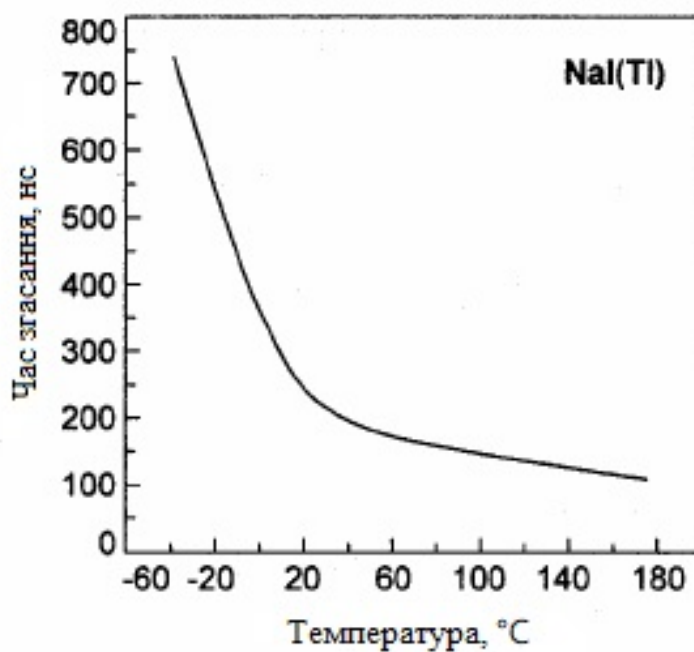


Рисунок 1.2 – Час згасання сцинтилятора NaI (Tl) в залежності від температури.

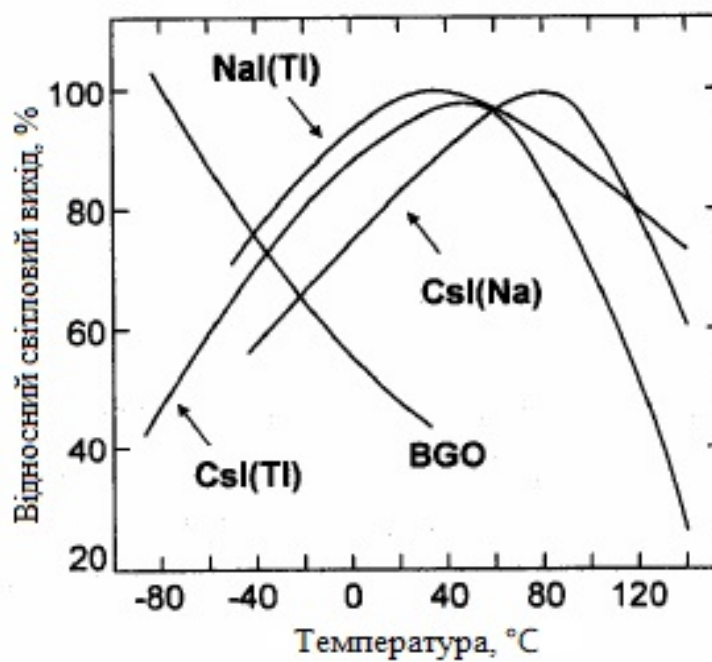


Рисунок 1.3 – Світловий вихід деяких сцинтиляторів.

Але досить важливим недоліком сцинтиляторів NaI (Tl) є їх досить висока гігроскопічність, котра вимагає спеціального захисту даних кристалів з використанням вологонепроникного корпусу (контейнерів) і потребує відповідного догляду. Іншим недоліком є їх фосфоресценція, яка викликає досить високе післясвітіння в мілісекундах і хвилинах. Відносно високе післясвітіння обмежує області застосування NaI (Tl).

Монокристали NaI (Tl) також володіють радіаційною стабільністю, що цілком задовільно для багатьох застосувань. Вони можуть бути використані при детектуванні γ -випромінювання з щільністю потоку до 10^5 фотонів/см² без будь-яких помітних змін їх характеристик. При навантаженнях більше ніж 10^7 фотонів/см² характеристики можуть зазнати незворотних змін. Оптичні і спектрометричні характеристики сцинтиляційних лічильників NaI (Tl) при температурах від -100 до +200 °C показують, що спостережуване погіршення параметрів сцинтиляції обумовлено в основному зниженням прозорості відносно до власного випромінювання.

1.3.2. Полікристалічні сцинтилятори NaI (Tl)

До тяжких умов експлуатації (вібрація, різкі механічні напруги, термічні удари) NaI (Tl) як сцинтиляційний матеріал, зазвичай використовують в полікристалічній формі, які отримують пресуванням і екструзією під тиском. Монокристалічний шматок перекристалізується під дією високою температури і тиску, що в подальшому призводить до квазіаморфного полікристалічного матеріалу, в якому мозаїчні блоки сильно дезорієнтовані [12]. Дана структура збільшує твердість полікристалів, при цьому не погіршуючи їх оптичні і сцинтиляційні властивості. Більш проста технологія виробництва - ще одна перевага полікристала в порівнянні з монокристалами.

Полікристали можна легко обробляти, їм можна надати будь-якого бажаного розміру та форми. Довгий полікристал NaI (Tl) можна використовувати як позитронно-чутливого детектора з хорошими спектральними властивостями.

Таблиця 1.1 - Фізичні характеристики сцинтилятора NaI (Tl)

Щільність [$\text{г} / \text{см}^3$]	3.67
Точка плавлення [K]	924
Коефіцієнт теплового розширення [K^{-1}]	47.4×10^{-6}
Твердість (Mho)	2
Гігроскопічність	Висока
Довжина хвилі випромінювання [нм]	415
Показник заломлення при максимумі випромінювання	1.85
Час первинного згасання [мс]	0.23
Післясвічення (через 6 мс) [%]	0.3-5
Зменшення довжини хвилі [нм]	300

Через гарне поєднання фізичних характеристик сцинтиляційні кристали NaI (Tl) дуже широко застосовуються в різних системах діагностики в радіаційній медицині, в апаратах для моніторингу радіонуклідів, в ядерній фізиці, фізиці високих енергій, геології тощо. Полікристалічні пластини NaI (Tl) використовуються під час виробництва сцинтиляторів для томографічних

медичних систем [10]. А досить гарні механічні характеристики твердості полікристала NaI (Tl) дозволяють широко використовувати їх в геології і геофізики, в дослідженнях космічного простору, а також моніторинг навколишнього середовища.

Врахувавши усі вище вказані характеристики та параметри сцинтилятора NaI (Tl) та можливі варіанти його використання, зробив висновок, що даний сцинтиляційний кристал найкраще буде підходити для вирішення поставленої задачі. Відповідно по цій причині ми і будемо використовувати його в даній роботі.

РОЗДІЛ II. СЦИНТИЛЯЦІЙНІ ДЕТЕКТОРИ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

2.1. Особливості будови сучасних сцинтиляційних лічильників

Сцинтилятори - речовини, в яких під дією іонізуючого випромінювання виникають світлові спалахи - сцинтиляції. Сцинтилятором прийнято називати також обсяг сцинтиляційної речовини. Сцинтилятори є оптично проникними речовинами, дія яких заснована на процесах збудження та дезактивації. Іонізуюче випромінювання, потрапляючи в детектор, призводить його в збуджений стан. Після цього сцинтилятор, повертаючись в початковий незбуджений стан, вивільняє отриману активаційну енергію в вигляді світла, яка в подальшому може бути зареєстрована. Процеси збудження і дезактивації є настільки швидкими, що всі збуджені стани, створені потраплянням іонізуючих частинок в детектор, перетворюються лише за один світловий спалах, який і називають сцинтиляцією [9].

Крім оптичної проникності для випущеного світла, хороший детектор повинен випромінювати світло певної довжини хвилі, що відповідає наступному способу його реєстрації (375-430 нм); з коротким за тривалістю світловим імпульсом з метою високої швидкості підрахунку; мати високий світловий вихід, тобто створювати не менше кількох тисяч фотонів на 1 MeV поглиненої енергії і мати пристрій високої потужності для реєстрації радіаційного випромінювання.

Деяку ділянку поверхні сцинтилятора, зазвичай плоску, зчленовують з приймачем світла, і її називають вихідним вікном сцинтилятора. Процес проходження світла від місця спалаху через вихідне вікно в приймач світла називають світлозбиранням. Його кількісна характеристика - коефіцієнт світлозбирання, що дорівнює відношенню енергії сцинтиляції, яка вийшла через вихідне вікно, до енергії, виділеної в даній точці сцинтилятора.

Незважаючи на те, що при роботі з сцинтиляційними лічильниками в загальному випадку необхідна складна електронна апаратура, ці лічильники мають порівняно з лічильниками Гейгера - Мюллера істотні переваги:

- а) Ефективність реєстрації рентгенівського і γ -випромінювань значно більше;
- б) Світлова віддача в деяких сцинтиляторах пропорційна енергії збуджуючої частки або кванта.
- в) Часова роздільна здатність вища.

Сцинтиляційний детектор - прилад, котрий придатний для реєстрування випромінювання малої інтенсивності, для аналізу розподілу по енергіях при не дуже високих вимогах до роздільної здатності і для вимірювань за допомогою схеми збігів при високій інтенсивності випромінювання.

Фотодатчики є складовою частиною сцинтиляційних лічильників, багато в чому визначають їх найважливіші характеристики - світлозбір, часова, енергетична і просторова роздільна здатність. Подальший розвиток і використання сцинтиляційних лічильників в сучасних і майбутніх експериментах в значній мірі буде визначатися станом і вдосконаленням ФД [15]. У зв'язку з цим до ФД пред'являються підвищені вимоги:

- а) до чутливості, оскільки світловихід зі сцинтиляторів (довгих стрипів і невеликих тайлів) може становити всього кілька фотоелектронів;
- б) до однорідності світлозбору і стабільності характеристик;
- в) до компактності (відношення корисної площі фотокатода до його повної площі);
- г) до пікселізації, необхідної при волоконному зніманні сигналів зі стрипів і тайлів;
- д) до здатності працювати в сильних магнітних і радіаційних полях;
- е) до зниження вартості і розмірів.

До найбільш широко використовуваним ФД відносяться вакуумні багатоанодні фотоелектронні помножувачі (БА ФЕП), а також тріоди і напівпровідникові PIN-фотодіоди, гібридні лавинні (HAPD), лавинні (APD) і лавинні в обмеженому гейгерівському режимі (G-APD), фотодатчики видимого світлового спектру (VLPC).

БА ФЕП завдяки високому збору (10^6 - 10^7), здатності реєструвати поодинокі фотони з високою роздільною здатністю і можливості сегментації їх анодів знаходять широке застосування в сучасних сцинтиляційних лічильниках. Вони відносяться до вакуумних фотодетекторів, фотокатода яких зазвичай виготовляються з дволужного матеріалу, а корпус і диноди - з металу. Кількість каскадів підсилення досягає десяти і більше. Їх квантова ефективність в видимій області світла не перевищує ~ 25 %. До недоліків БА ФЕП слід віднести високу напругу живлення, їх нездатність працювати в магнітних полях без спеціальних заходів по магнітному захисту. Ще одним фактором, з яким доводиться рахуватися, є компактність детектора. Наприклад, в старих зразках БА ФЕП активна площа становила близько 40%. Однак в сучасних плоскпанельних ФЕП Tuna H8500 і H9500 вона досягає 89 % [64, 65]. Поліпшити компактність можна також використанням лінз.

Наведемо деякі характеристики БА ФЕП на прикладі одного з типових представників багатоанодних ФЕП R5900 Hamamatsu. Кількість каналів до 8 x 8. розміри 28 x 28 мм. активна площа 18 x 18 мм (41 %), дволужний катод QE = 20 % при 400 нм, збір $\sim 10^6$. Проблематичними характеристиками є чутливість до магнітних полів, однорідність світлозбору і перехресні наведення між каналами.

Вакуумні тріоди - однокаскадні ФЕП з дволужним катодом із квантовою ефективністю ~ 20 % при $\lambda = 425$ нм і зовнішнім діаметром 25 мм. Вікно виготовлено з радіаційно стійкого ультрафіолетового скла, а анод - з дрібноструктурної (10 мкм) мідної сітки [66].

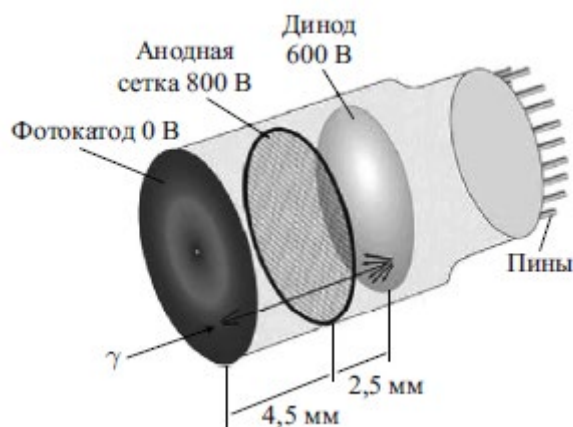


Рисунок 2.1 – Структура вакуумного тріода

Останнім часом фотодіоди успішно конкурують з ФЕП [21]. Їх конкурентоспроможність обумовлена високим квантовим виходом, низькою робочою напругою, стабільністю, механічною міцністю, невеликими розмірами і вагою [20]. Необхідно відзначити, що система сцинтилятор-фотодіод в спектрометрах випромінювань вже реалізована [15, 37, 38]. Серед фотодіодів зараз можна виділити три типи фотоприймачів:

- а) pіn-фотодіод,
- б) лавинний фотодіод;
- в) кремнієвий фотоелектронний помножувач.

Використання напівпровідникових ФД в експериментах фізики частинок почалося з PIN-фотодіодів, простих і надійних в експлуатації, які широко застосовувалися в багатьох експериментах в 1980 - 1990-х рр. Наприклад, PIN-фотодіоди S2662 Hamamatsu використовувалися для знімання сигналів з BGO-кристалів калориметра в експерименті L3 [67]. Вони чудово справлялись з цим завданням, так як мали високу квантову ефективність (67%) при $\lambda = 480$ нм, піковому значенні спектру випускання кристала BGO, а світловихід з BGO досягав 8000 фотонів / MeV.

Однак PIN-діоди не володіють внутрішнім підсиленням, тому для отримання з них світлових сигналів потрібен зарядочутливий підсилювач. Так

як шумові імпульси становлять близько 200 електронів, то для детектування мінімальний світловий потік, повинен бути більше декількох сотень фотонів. PIN-діоди вимагають високої стабілізації температури ($-1,55\% / ^\circ\text{C}$).

Гібридні лавинні фотодіоди (HAPD) поєднують в собі переваги вакуумних ФД (високу чутливість) і напівпровідникових ФД (високу просторову роздільну та енергетичну роздільну здатність і невразливість до магнітного поля). Крім того, вони прості в виготовленні, оскільки в них не застосовуються диоди, а фотодіод легко сегментується.

Принцип дії і пристрій HAPD зображений на рисунку 2.2. Фотоелектрон, вибитий з фотокатода, під дією високого електричного поля (близько 10 кВ) створює на фотодіоді (APD) близько 10^3 електрон-діркових пар, які в процесі розповсюдження лавини всередині APD збільшуються ще на фактор 50-200. Однак збільшення на 100 і більше вимагає високої стабілізації температури і напруги. При зборі 1000 зміна температури на 1°C призводить до зменшення збору на 15%, а до ще більшого зменшення збору на 30% призводить зміна напруги на 1 В [69]. Лавина розвивається перш за все за рахунок електронів, так як для розмноження дірок потрібні були б більші поля. Загальний збір в підсумку досягає $\sim 10^4$. Подальше збільшення збору обмежується появою пробіїв. [71].

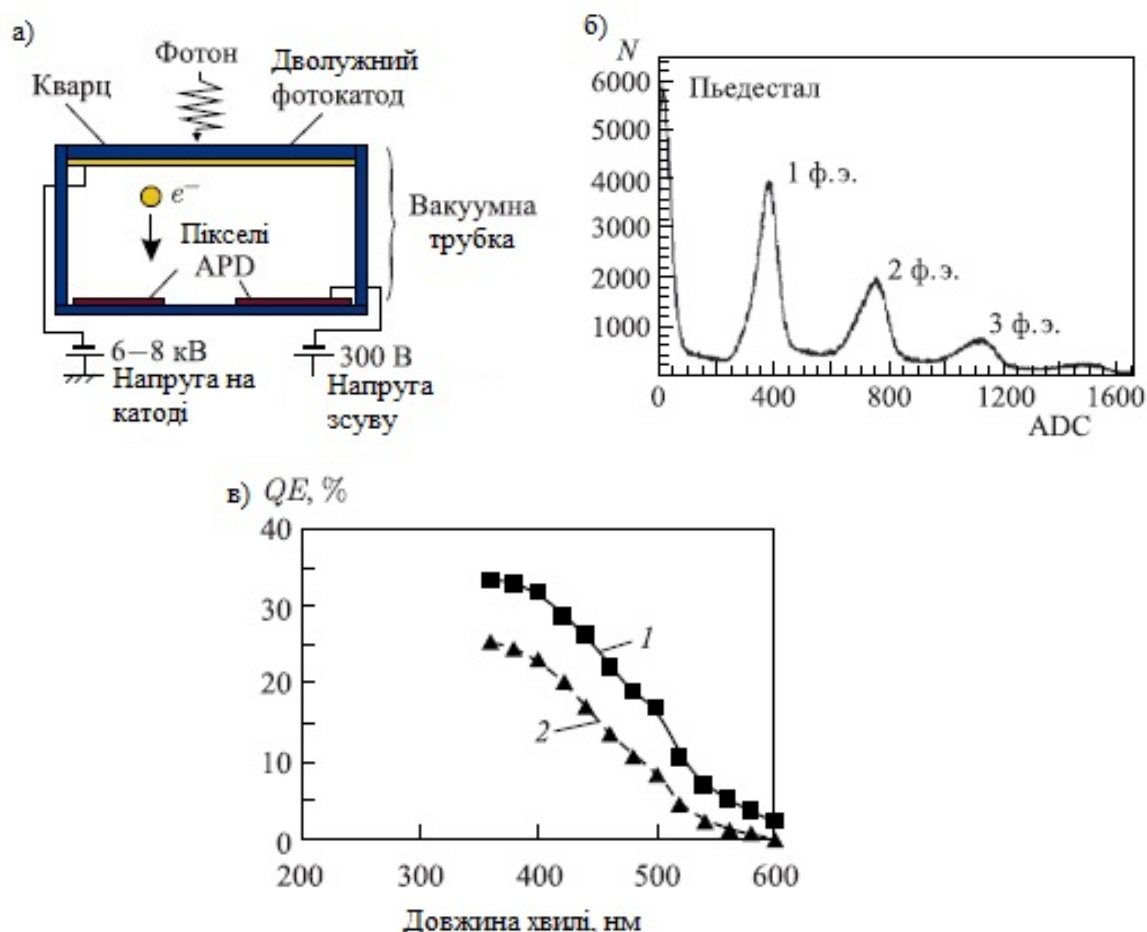


Рисунок 2.2 – а) Схема пристрою HAPD; б) розподіл одиночних фотонів; в) квантова ефективність дволужних фотокатодів QE в залежності від довжини хвилі: 1 - покращений фотокатод; 2 - стандартний фотокатод

HAPD мають гарну ефективністю реєстрації одиночних фотонів, про що свідчить розподіл одиночних фотонів (рис. 2.2, б). Видно чіткий поділ піків до трьох фотонів. У HAPD використовуються фотокатооди, виготовлені з поліпшеного білужного катода, квантова ефективність QE якого досягає 32% при довжині хвилі 380 нм (рис. 2.2, в). Ще більшою QE, що досягає 40% в області довжин хвиль 400-600 нм, володіє GaAsP [68].

При роботі з HAPD необхідно мати на увазі зворотне розсіювання фотонів і електронів, що досягає 20%, що призводить до погіршення просторової роздільної здатності. В електричному полі близько 10 кВ і при

відсутності магнітного поля це дає розкид координат до 40 мм. Однак в поздовжньому магнітному полі $\sim 1,5$ Тл розкид завдяки ларморівського процесу стає набагато менше і становить близько 5 мм [68]. Ще одним негативним фактором є - поверхневі струми, для усунення яких на лицьовій поверхні фотодіода наносяться канавки.

Лавинні фотодіоди (ЛФД) з'явилися майже одночасно з першими діодами і транзисторами. Сам по собі лавинний процес - типове явище для всіх напівпровідникових приладів. Саме лавинний пробій є частою причиною відмов транзисторів, діодів та ін. Робилися спроби використовувати лавинне помноження для реєстрації слабких сигналів. Це завдання виявилось складним, а розроблені прилади дорогими і недовговічними. У зв'язку з новими технологічними досягненнями лавинні детектори почали використовуватися в сцинтиляційній техніці [39-41].

ЛФД найбільш ефективні для реєстрації слабких потоків світла, саме в цій області виразно виявляються їх переваги [42]. В першу чергу це високе відношення сигнал/шум за рахунок внутрішнього посилення. По-друге, висока чутливість - на рівні сотень фотонів. Квантова ефективність реєстрації в лавинних діодів більш 50 % і досягає 90 %. Часове розділення краще за 1 наносекунду унаслідок малої глибини зони збіднення.

ЛФД теж мають деякі недоліки. Так, робота в лавинному режимі пред'являє особливі вимоги до стабільності робочої точки, оскільки коефіцієнт лавинного помноження має сильну залежність від напруги і від температури [43]. Наприклад, для ЛФД виробництва фірми EG&G типу C30626E при $M = 100$ коефіцієнт посилення зменшується на 6,7 % при збільшенні температури на 1°C . Таким чином, при збільшенні температури на 15°C M змінюється від 100 до 1. Для ЛФД фірми Hamamatsu типу S5345 з $M = 100$ температурний коефіцієнт складає 3,3 % на градус. Зазначені недоліки обмежують застосування лавинних лічильників.

Кремнієві фотопомножувачі (SiPM – Silicon Photo-Multiplier) – це піксельні лавинні фотодіоди, кожна мікрокомірка яких є лічильником одиничних фотонів, здатні реєструвати дуже малі інтенсивності світла (на рівні декількох десятків і навіть одиничних фотонів). Коефіцієнт внутрішнього посилення для них може досягати величини $M \approx 10^6$, подібно до деяких ФЕП [45].

Поява лавинних фотодіодів з негативним зворотним зв'язком, який гасить лавинний процес, дозволила створити лавинний фотодіод [46], працюючий в так званій «гейгерівській» моді (APDg). Такий фотодіод має високий коефіцієнт підсилення ($10^5 \div 10^7$), проте мертвий час приладу стає великим (порядку мікросекунд). Як і лічильник Гейгера-Мюллера, який здатний реєструвати лише факт іонізації, так і APDg здатний реєструвати лише факт народження фотоелектронів під дією зовнішнього світла, але не кількість фотонів. Цей фотоприймач не можна використовувати для визначення інтенсивності падаючого випромінювання.

Кремнієвий фотопомножувач якраз і розроблений для виміру інтенсивності світлового потоку. Він являє собою фотоприймач на основі матриці пікселів (приблизно 10^3 мм^{-2}), виконаних на загальній підкладці. Кожен піксель являє собою APDg, що працює в «гейгерівському» режимі з коефіцієнтом помноження порядку 10^6 , але весь SiPM є аналоговим детектором, оскільки його вихідний сигнал є сумою сигналів зі всіх пікселів, що спрацювали при поглинанні ними фотонів. Аббревіатура SiPM не є в даний час загальновизнаним найменуванням фотоприймача. Зустрічаються також інші назви: MPPC (multi-pixel photon counters); G-APD (Geiger-mode Avalanche PhotoDiode).

Аналогічно вакуумним ФЕП, SiPM може стати приладом широкого застосування завдяки наступним якостям [45, 46, 47]:

- а) коефіцієнт помноження $\sim 10^6$ сильно спрощує вимоги до електроніки;
- б) розкид коефіцієнта посилення $\sim 10\%$ призводить до низького шум фактору;

- в) коефіцієнт посилення слабо залежить від температури і напруги живлення;
- г) ефективність реєстрації видимого світла на рівні ФЕП;
- д) хороше часове розділення (десятки пікосекунд) дозволяє реєструвати наносекундні імпульси без спотворення їх форми;
- е) можливість роботи як в рахунковому, так і в спектрометричному режимі;
- ж) невисока напруга живлення ($25 \div 60$ В);
- з) нечутливість до магнітного поля;
- и) компактність (розміри сенсора від 1×1 мм² до 5×5 мм²).

Основним недоліком МРРС є малі розміри його фоточутливої площадки.

Таблиця 2.1. Основні характеристики фотоприймачів

Параметр		ФЕП	Лавинний фотодіод	pin-фотодіод	SiPM
Ефект. реєстрації світла, %	470 нм	20	50	50	15
	590 нм	$7 \div 15$	$60 \div 70$	$60 \div 70$	25
	670 нм	< 1	80	80	15
Коефіцієнт помноження		$10^6 \div 10^7$	$100 \div 200$	1	10^6
Шум – фактор (F)		$1,3 \div 4,0$	≥ 2	1	$1,1 \div 1,3$
Порогова чутливість, В		1	~ 10	~ 200	1
Напруга зсуву, В		$800 \div 2000$	$100 \div 1000$	$20 \div 200$	50
Робота в магнітному полі		Ні	Так	Так	Так

Підсумовуючи отриманні дані про системи з різними фотоприймачами, що розглядалися для виконання поставленої задачі, найбільш оптимальний варіант - це МРРС фірми Hamamatsu модель S13360-6050VE. Вибраний МРРС має всі необхідні для нас характеристики [65]:

- а) розмір фоточутливої області – 6х6 мм (максимальний із доступних МРРС Hamamatsu);
- б) кількість пікселів – 14336;
- в) підсилення – $1,7 \times 10^6$;
- г) спектральний діапазон – 320 ÷ 900 нм;
- д) рекомендована робоча напруга – 56 ± 5 В.

Але при спробі придбати даний МРРС виникли непередбачувані складнощі. По–перше, попередня ціна - 7055 грн./шт. без урахування ПДВ. По–друге, орієнтовний термін поставки всіх замовлених одиниць складає 8-10 тижнів з моменту оплати. По–третє, для поставки будь-якої продукції Hamamatsu в Україну потрібно пройти процедуру експортного контролю Японії і отримати схвалення поставки. Це необхідна процедура, яка диктується нам виробником.

Тому через неможливість підібрати ріп- або лавинний фотодіод в силу необхідних характеристик та неможливість придбати підібраний МРРС, в силу вище названих причин, було прийнято рішення виконати поставлену задачу за допомогою використання альтернативного варіанту - фотоелектронного помножувача.

2.2. Характеристики сцинтиляційних детекторів з ФЕП

Іонізуюче випромінювання потрапляючи в сцинтилятор, виробляє флуоресцентний спалах з коротким часом згасання. Це називається сцинтиляцією. У разі γ -променів ця сцинтиляція відбувається в результаті порушення зв'язаних електронів за допомогою вільних електронів усередині сцинтилятора. Ці вільні електрони генеруються наступними трьома взаємодіями: фотоелектричний ефект, ефект Комптона та створення електронно-

позитронних пар. Імовірність виникнення цих взаємодій залежить від типу сцинтилятора та рівня енергії гамма-променів.

На рисунку 2.3 показана ступінь цих взаємодій, коли енергія γ -випромінювання поглинається сцинтилятором NaI (Tl).

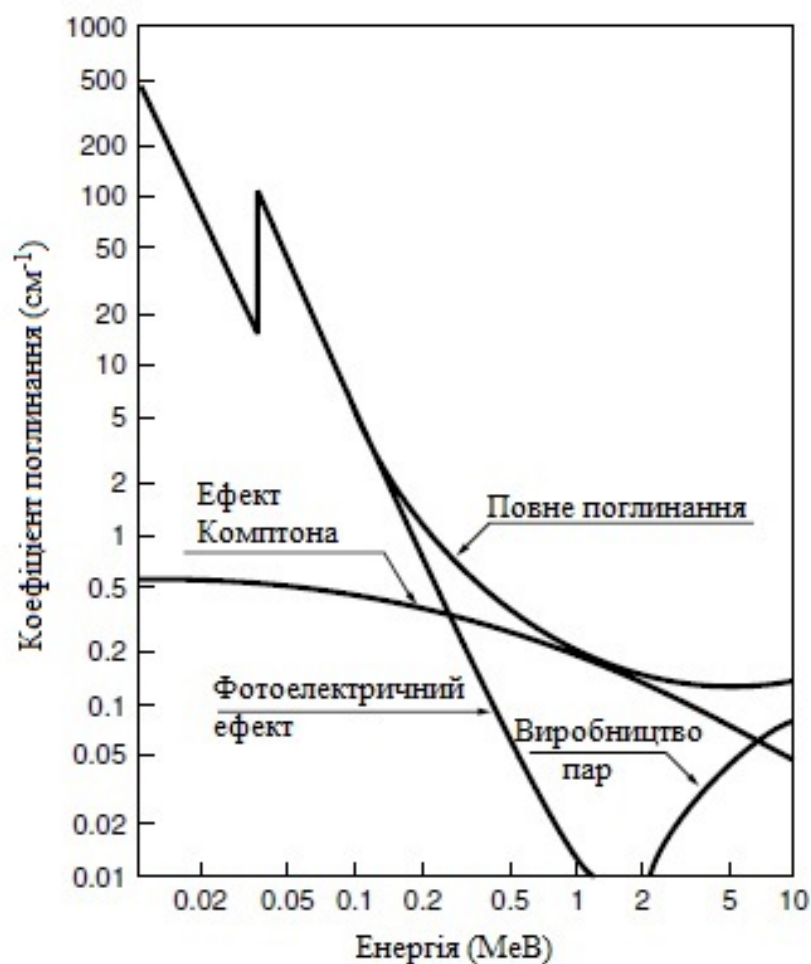


Рисунок 2.3 – Характеристика поглинання гамма-випромінювання сцинтилятором NaI (Tl).

З рисунку 2.3 видно, що фотоелектричний ефект переважає при низьких енергетичних рівнях γ -променів, але створення електронно-позитронних пар збільшується при високих рівнях енергії. З цих трьох взаємодій кількість сцинтиляцій, створюваних фотоелектричним ефектом, пропорційна енергії γ -випромінювання, оскільки вся енергія γ -випромінювання передається орбітальним електронам. Фотопомножувач видає електричний заряд пропорційний величині цієї сцинтиляції, в результаті висота імпульсу на виході фотопомножувача істотно залежить від енергії падаючого випромінювання.

Відповідно, сцинтиляційний лічильник, що складається з сцинтилятора і фотопомножувача, забезпечує точний розподіл енергії випромінювання і потужність дози, вимірюючи висоту імпульсу фотопомножувача і швидкість рахунку. Для проведення енергетичного аналізу вихідний струм з фотопомножувача перетворюється в вихідну напругу інтегруючого підсилювача і подається на аналізатор висоти імпульсу (для аналізу висоти імпульсу) [68]. Типова блок-схема для підрахунку сцинтиляцій показана на рисунку 2.4.

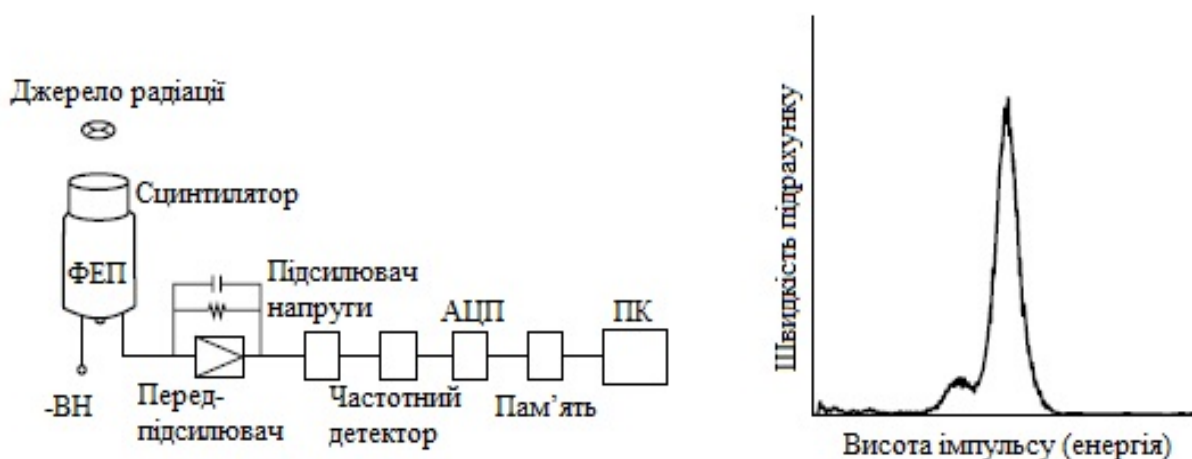


Рисунок 2.4 – Блок-схема для підрахунку сцинтиляцій і розподілу висоти імпульсу.

Маючи в наявності фотоелектронний помножувач Hamamatsu R1307 (див. табл. 2.2), розглянув важливі характеристики, які слід враховувати при проектуванні детектора [65] на основі сцинтилятор – фотопомножувач.

Таблиця 2.2. Характеристики ФЕП Hamamatsu R1307

Оптичний вхід	торцевий
Розмір балону	Ø 76 мм
Форма фотокатоду	кругла
Розмір фотокатоду	діаметр 70 мм
Спектральний діапазон мін., нм	300
Спектральний діапазон макс., нм	650

Пік спектрального діапазону, нм	420
Код графіка спектральної чутливості	400K
Матеріал фотокатоду	дволужний
Матеріал вікна	боросилікатне скло
Тип динодної системи	коробчаста та лінійно-фокусуюча
Кількість динодів	8
Напруга анод-катод, макс.	1500 В
Середній анодний струм, макс.	0.1 мА
Напруга анод-катод	1000 В
[Катод] Найменша світлова чутливість	80 мкА/лм
[Катод] Типова світлова чутливість	110 мкА/лм
[Катод] Тип. індекс чутливості в синій обл. (CS 5-58)	12.0
[Катод] Типова спектральна чутливість	95 мА/Вт
[Анод] Найменша світлова чутливість	3 А/лм
[Анод] Типова світлова чутливість	30 А/лм
[Анод] Типова спектральна чутливість	$2.6 \cdot 10^4$ А/Вт
[Анод] Типове підсилення	$2.7 \cdot 10^5$
[Час відгуку] Типовий час наростання	8.0 нс
[Час відгуку] Типовий час прольоту електронів	64 нс

2.2.1. Енергетична роздільна здатність

У сцинтиляційному підрахунку застосовуються два методи вимірювання. Одним з таких є метод спектру, який використовує аналізатор висоти імпульсу для вимірювання енергетичного спектра. Інший метод

підрахунку (описаний нижче), не використовує аналізатор висоти імпульсу [68]. В спектральному методі селекція висоти імпульсу дуже важлива для визначення фотоелектричних піків, що створюються різними типами випромінювання. Це оцінюється як «енергетична роздільна здатність» або «роздільна здатність висоти імпульсу». Енергетична роздільна здатність визначається наступним рівнянням 2.1. Зазвичай вона виражається в відсотках [69]:

$$R = \frac{\Delta P}{P}, \quad (2.1)$$

де R – роздільна здатність, %;

P – пікове значення, кеВ;

ΔP – енергія імпульсу на половині від максимуму, кеВ.

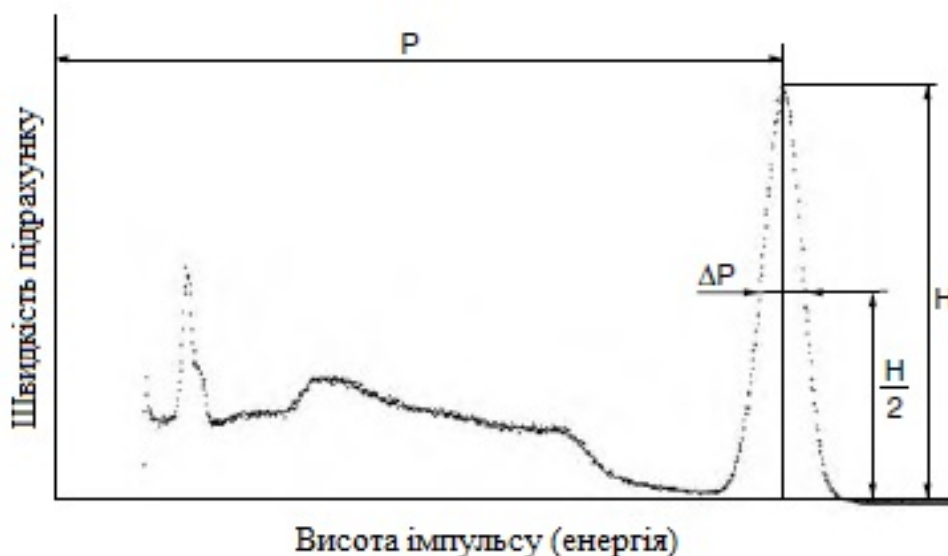


Рисунок 2.5 – Визначення енергетичної роздільної здатності.

На енергетичну роздільну здатність впливають такі фактори:

- а) Ефективність перетворення енергії сцинтилятора.
- б) Внутрішня енергетична роздільна здатність сцинтилятора.
- в) Ефективність фотозйомки фотокатода ФЕП.
- г) Квантова ефективність фотокатоду ФЕП.
- д) Ефективність збору на першому диоді.
- е) Коливання в секції помножувача ФЕП.

Як правило, енергетична роздільна здатність визначається рівнянням 2.2 [67].

$$R^2(E) = R_s^2(E) + R_p^2(E), \quad (2.2)$$

де $R_s(E)$ – енергетична роздільна здатність сцинтилятора,

$R_p(E)$ – енергетична роздільна здатність ФЕП.

$$R_p^2(E) = \frac{5.56}{N \cdot \eta \cdot \alpha} \left(\frac{\delta}{\delta - 1} \right), \quad (2.3)$$

де N - середнє число фотонів, що падають на фотокатод за час одиничного розпаду,

η - квантова ефективність,

α - ефективність збору,

δ - вихід вторинної емісії на кожному диноді (в нашому випадку передбачається постійним).

У рівнянні 2.1 величина R_p^2 обернено пропорційна E .

Якщо при вимірюванні використовувати сцинтилятор NaI (Tl) 63 x 63 мм і ФЕП (Hamamatsu R1307), R , R_s і R_p будуть приблизно такими:

а) При $E = 122$ кеВ (^{60}Co) $R = 8,5\%$, $R_s = 6\%$, $R_p = 6\%$

б) При $E = 662$ кеВ (^{137}Cs), $R = 6,5\%$, $R_s = 5,5\%$, $R_p = 3,4\%$

Щоб отримати більш високу енергетичну роздільну здатність, фотопомножувачі повинні мати високу квантову ефективність та ефективність збору. Не зважаючи на використання сцинтилятора з високою ефективністю перетворення і хорошою власною енергетичною роздільною здатністю слід забезпечити хороший оптичний зв'язок між сцинтилятором і фотопомножувачем, задля зменшення оптичних втрат. Для цієї мети, можна з'єднати сцинтилятор і фотопомножувач за допомогою силіконового масла, в якого показник заломлення, близький до показника заломлення лицьової панелі ФЕП.

Коли сцинтилятор досить товстий, розподіл інтенсивності світла, що потрапляє в фотопомножувач, завжди постійний в порівнянні з фотокатодом, який не залежить від положення вхідного випромінювання, тому однорідність фотопомножувача мало впливає на енергетичну роздільну здатність [67]. Однак, якщо сцинтилятор тонкий, розподіл світлового спалаху від сцинтилятора змінюється в залежності від положення променів вхідного випромінювання. Це може вплинути на енергетичну роздільну здатність в залежності від однорідності фотопомножувача. Щоб уникнути цієї проблеми, між сцинтилятором і фотопомножувачем іноді поміщають світловод, так щоб спалахи світла від сцинтилятора могли рівномірно проникати до фотокатоду. Але цей метод не потрібен при використанні фотопомножувача з нормальною однорідністю.

Енергетична роздільна здатність є однією з найважливіших характеристик лічильників іонізуючого випромінювання, таких як гамма-камери і спектрометри. ФЕП, використовувані в цих детекторах, зазвичай тестуються на енергетичну роздільну здатність.

2.2.2. Світлова чутливість і спектральний відгук

В деякій мірі існує кореляція між світлочутливістю і спектральним відгуком на певній довжині хвилі. Наприклад, така кореляція виявлена з синьою чутливістю (CS 5-58).

Тобто, чутливість фотопомножувача добре корелює з синім індексом чутливості на довжинах хвиль менше 450 нанометрів. Тоді з цих значень кореляції можна зробити висновок про використання даного ФЕП з оптимальною чутливістю на певній довжині хвилі. Таким чином, шляхом простого вимірювання чутливості з використанням фільтра, який має найкраще значення кореляції на цій довжині хвилі, можна визначити оптимальність використання того чи іншого фотопомножувача [57].

2.2.3. Відносна висота імпульсу

При підрахунку сцинтиляцій, коли фотопомножувач працює при постійній напрузі живлення і коефіцієнт посилення вимірювального ланцюга сталий, зміна висоти імпульсу на фотоелектричному піку називається відносною висотою імпульсу. Ця відносна висота імпульсу вказує на зміну висоти імпульсу, отриману за допомогою фотопомножувача під час сцинтиляційного підрахунку. Він зазвичай показує хорошу кореляцію з даними, отриманими під час вимірів і тому використовується при виборі діапазону посилення фотопомножувачів.

При використанні сцинтилятора NaI (Tl) відносна висота імпульсу повинна забезпечувати гарну кореляцію в синій області чутливості, оскільки спектр випромінювання NaI (Tl) нагадує спектральний коефіцієнт пропускання фільтра CS 5-58, який використовується для вимірювання «синьої» чутливості, відповідно тоді відносна висота імпульсу має сильну кореляцію з індексом чутливості катоду в синій області

2.2.4. Лінійність

Іншим важливим параметром є лінійність висоти вихідного імпульсу фотопомножувача щодо кількості сцинтиляційних спалахів. В даному розділі пояснюється, як виміряти лінійність, пов'язану з підрахунком сцинтиляції.

Кількість емісій сцинтилятора NaI (Tl) становить близько 30 фотонів на 1 кеВ енергії гамма-випромінювання. Відповідно, близько 20 000 фотонів (662 кеВ х 30) генерує нуклід ^{137}Cs і близько 40 000 фотонів (1330 кеВ X 30) генерує нуклід ^{60}Co . Якщо ^{60}Co використовувати для вимірювання лінійності в умовах, коли коефіцієнт посилення фотопомножувача становить порядку 10^6 , а константа

розпаду (τ_s) сцинтилятора NaI (TI) становить 230 нс, вихідний струм ФЕП (I_p) визначається рівнянням 2.4 [35].

$$I_p = \frac{N \cdot \eta \cdot \alpha \cdot \mu \cdot e}{\tau_s}, \quad (2.4)$$

де N - кількість світлового спалаху за подію, отримана з сцинтилятора,

η - квантова ефективність фотокатода (імовірно 25%),

α - ефективність збору ФЕП (імовірно 90%),

μ - коефіцієнт підсилення ФЕП,

e - заряд електрона,

τ_s - час згасання NaI (TI).

Провівши розрахунки за рівнянням (2.4) отримаємо [45]:

$$I_p = \frac{4 \cdot 10^4 \cdot 0.25 \cdot 0.9 \cdot 10^6 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}}{230 \cdot 10^{-9}} = 6.3 \cdot 10^{-3} (\text{A})$$

Таким чином, в цьому вимірі ФЕП повинен мати лінійність імпульсів понад 6,3 міліампер. Зокрема, слід дотримуватися обережності щодо діапазону лінійності при вимірюванні випромінювання на більш високих рівнях енергії, оскільки фотопомножувач виявляє велику кількість світлових спалахів.

2.2.5. Однорідність

Однорідність ФЕП впливає на роботу систем, що працюють на основі сцинтиляційного підрахунку, особливо в обладнанні використовуваному для виявлення випромінювання падаючого положення. Однорідність ФЕП зазвичай визначається як зміна вихідного струму щодо положення фотокатода, на якому сканується світлова пляма. Однак інший метод оцінки (рис. 2.6) дає більш корисні дані, які дозволяють прогнозувати прямий вплив однорідності на обладнання [48].

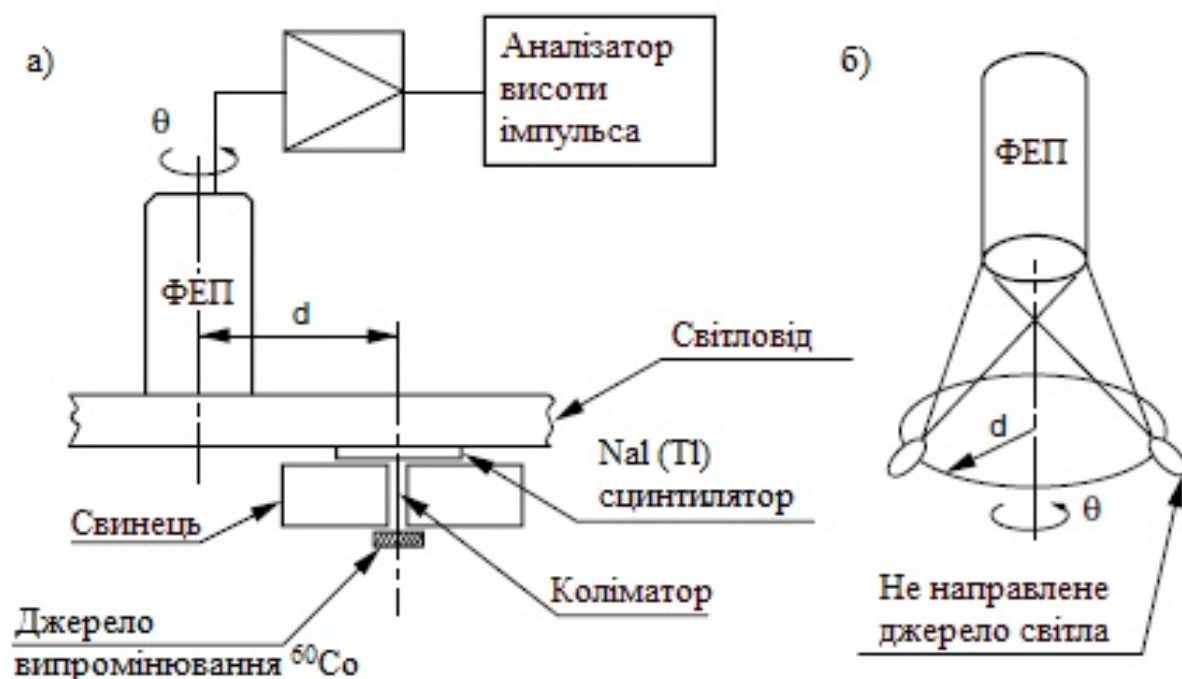


Рисунок 2.6 – Метод вимірювання азимутальної однорідності. а) Вимірювальний пристрій, б) Напрямок світла падаючого на ФЕП.

На рисунку 2.6 ФЕП встановлений на відстані (d) від джерела світла. Вихідні коливання трубки фотопомножувача вимірюються, коли джерело світла обертається навколо ФЕП (шляхом зміни кута θ). Та ж процедура повторюється при різних значеннях d . Потім побудувавши отримані значення точок (d, θ) джерела світла, отримуємо графік, аналогічний мапі контуру (рис. 2.7). Дані однорідності, оцінені цим методом, називаються рівномірністю азимута.

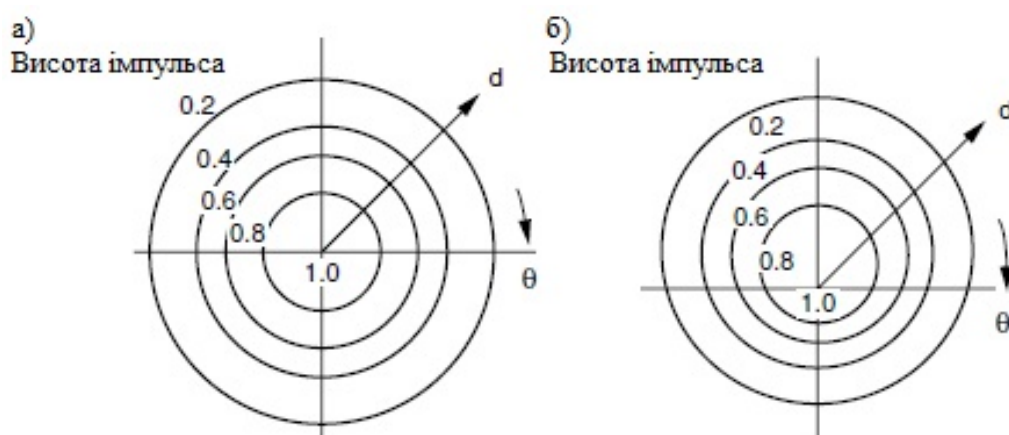


Рисунок 2.7 – Приклад отриманих даних про однорідність азимуту;
а) хороша характеристика; б) недостатня характеристика.

2.2.6. Стабільність

У сцинтиляційному детекторі застосовуються два типи тестів стабільності: довготривала і короткострокова стабільність. Обидва тести стабільності використовують джерело випромінювання ^{137}C і сцинтилятор NaI (Tl). Зміна фотопакета, отриманого з ФЕП, вимірюється за допомогою аналізатора висоти імпульсу [56].

а) Довгострокова стабільність

Довгострокову стабільність також називають дрейфом фотопакетів. У цьому випробуванні на стабільність, ФЕП дають нагрітися протягом однієї години, підтримуючи при цьому швидкість підрахунку фотопакета на рівні 1 кс^{-1} . Після цього вимірюється швидкість зміни висоти імпульсу фотопакета (номеру каналу) протягом 16 годин. Використовується та ж сама схема вимірювання, показана на рисунку 2.8, і зміна, що відбувається в піковому каналі, реєструється після закінчення відведеного часу.

Існує кілька типів ФЕП, які проявляють деяку тенденцію до збільшення зміни висоти імпульсу фотопакета протягом 16 годин. Однак більшість ФЕП мають тенденцію показувати дедалі менші значення з різницею в межах плюс або мінус кілька відсотків. Ця тенденція аналогічна вище описаній характеристиці дрейфу, але цей метод випробувань більш практичний для сцинтиляційних застосувань. Чисельно довгострокова стабільність визначається як середнє відхилення висоти пікового імпульсу (або середнє відхилення підсилення) щодо середньої висоти імпульсу. Він зазвичай має значення 1 або 2 % [55]. Основною причиною таких варіаційних змін є те, що коефіцієнт множення вторинних електронів на динодах (особливо на останніх стадіях) змінюється з часом.

б) Короткострокова стабільність

Короткострокову стабільність також називають стабільністю швидкості підрахунку або залежністю швидкості рахунку. Щоб оцінити цю стабільність,

зміна висоти імпульсу фотопакета вимірюється зміною швидкості рахунку фотопакета від 10 кс^{-1} до 1 кс^{-1} . Якщо висота імпульсу фотопакету при швидкості рахунку 10 кс^{-1} набуває значення А, а при 1 кс^{-1} набуває значення В, то віднявши від 1 відношення В/А та виразивши отримане значення в відсотках, отримуємо числове значення короткострокової стабільності. Приблизно вона повинна становити близько $\pm 1 \%$ [59].

Вважається, що ця вихідна нестійкість обумовлена головним чином зміною електронних траєкторій, що відбуваються в секції помноження ФЕП. Ця нестійкість також викликана зміною напруги, прикладеної до динодів останнього ступеня, яка може виникати при роботі з високою швидкістю рахунку, а вихідний струм збільшується відносно до струму дільника напруги. У цьому випадку ФЕП, чиє посилення менше залежить від напруги (нахил кривої підсилення напруги не є різким), в меншій мірі залежить від зміни напруги динода. Короткострокова стабільність також тісно пов'язана з ефектом гістерезису в ФЕП.

2.2.7. Шум

У сцинтиляційному підрахунку імпульс сигналу зазвичай створюється декількома фотоелектронами, одночасно випромінюваними з фотокатода, які створюють більшу висоту імпульсу, ніж більшість імпульсів темного струму. Використання частотного детектора ефективно усуває більшість темнових імпульсів струму з більш низькими амплітудами. Відповідно, тільки імпульси шуму з більш високими амплітудами будуть проблемою сцинтиляційного лічильника. Щоб видалити цей тип шумового імпульсу, зазвичай використовується метод співпадаючих лічильників. Шумові імпульси з більш високими амплітудами можуть бути викликані випромінюванням, які виділяються з природних радіоактивних елементів, що містяться, наприклад, в

залізобетонному будинку або в атмосфері. Ці шумові імпульси можуть бути значною проблемою, особливо при вимірах низького рівня випромінювання. Крім того, боросилікатне скло, яке використовується для виготовлення лицьової панелі ФЕП, містить 0,118% калію, який звільняє гамма-промені енергією 1,46 MeV, що також може бути причиною високо амплітудних шумових імпульсів [34].

На рисунку 2.8 показані данні фонового шуму, виміряні за допомогою ФЕП Hamamatsu R1307, з'єднаного з сцинтилятором NaI (Tl). Рисунок 2.8 а) отриманий шляхом вимірювання без будь-яких контрзаходів, в той час як рисунок 2.8 б) отриманий вимірюванням, після екранування ФЕП двома свинцевими блоками товщиною 100 і 50 мм, кожен з яких поміщається відповідно в нижню і верхню секції. Оскільки ці вимірювання проводилися з використанням установки, в якій пік ^{137}Cs (662 кеВ) є 400-м каналом, діапазон виміру енергії коливається приблизно від декількох кеВ до 1,65 MeV [41].

У цьому діапазоні енергій фоновий шум, що досягає 470 с^{-1} при нормальному вимірі, може бути різко зменшений до 26 с^{-1} (близько 1/20) шляхом екранування ФЕП свинцевими блоками. Це означає, що більшість фонових шумів виникає через радіацію навколишнього середовища.

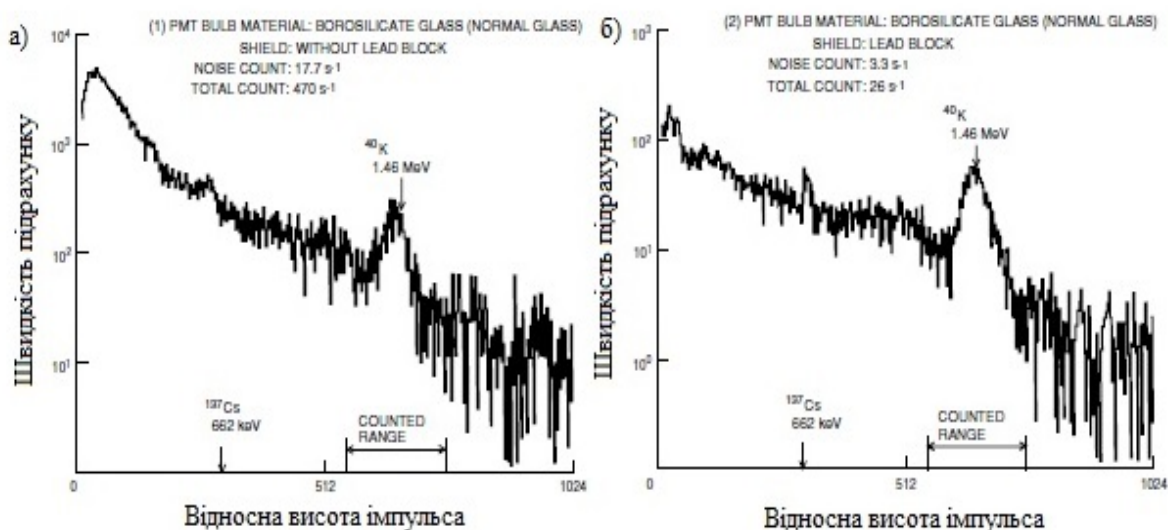


Рисунок 2.8 – Фоновий шум ФЕП R1307 + сцинтилятор NaI (Tl); а) боросилікатне скло, без свинцевих блоків; б) боросилікатне скло + свинцеві блоки.

Висновки до розділу II

Сучасні напівпровідникові датчики мають ряд переваг перед фотоелектронними помножувачами. Але найважливішим параметром фотодетектору в нашому випадку є коефіцієнт підсилення та площа світлочутливої поверхні. Єдиним варіантом, який задовольняє вищевказану умову, серед напівпровідникових фотодетекторів є кремнієві фотопомножувачі, а саме MPPC. Тому було вирішено використовувати елемент фірми Hamamatsu MPPC S13360-3050CS.

РОЗДІЛ III. МОДЕЛЬ ДЕТЕКТОРНОЇ СИСТЕМИ

3.1. Конструювання системи сцинтилятор-фотодіод

Збірка сцинтиляційної детектуючої системи полягала в раціональному зчленуванні сцинтилятора і фотодіода, яке забезпечило б при найбільшому відношенні амплітуд імпульсів, викликаних радіоактивним джерелом і темновим струмом, найкращу роздільну здатність детектора як по амплітудам, так і за часом. Сцинтилятор, що в нашому випадку мав би мати квадратну форму, встановлюється перед чутливим елементом фотодіоду, як схематично показано на рисунку 3.1 на прикладі ФЕП. Між сцинтилятором і лицьовою панеллю фотодіода замість повітряного шару повинен використовуватися певний з'єднувальний матеріал, щоб мінімізувати оптичні втрати в даному місці. Даний з'єднувальний матеріал, який вводиться між сцинтилятором і фотокатодом, створює тонкий шар речовин, що грає роль оптичного імерсійного шару для забезпечення гарного оптичного контакту (а, отже, і для підвищення світлозбору).

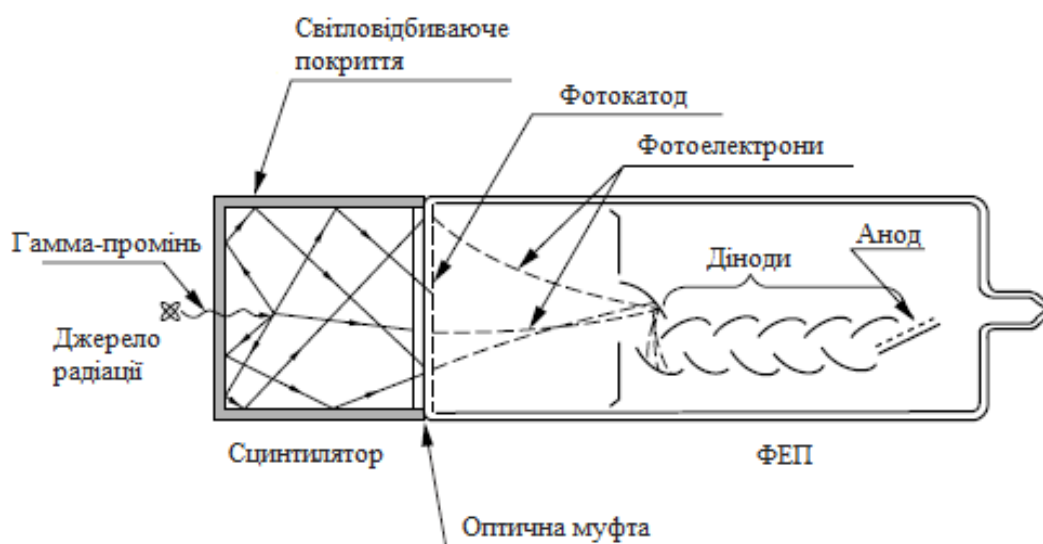


Рисунок 3.1 – Схематичне зображення системи сцинтилятор – ФЕП

Більшість відомих сцинтиляційних лічильників представляють собою герметичну суцільнометалеву нерозбірну конструкцію, в якій сцинтилятор і

фотодіод оптично з'єднані між собою без проміжного вікна. В результаті цього зменшуються втрати світла і, отже, поліпшується роздільна здатність.

Сцинтиляційний детектор являє собою сцинтиляційний кристал, розміщений в спеціальній оболонці - контейнері. Одне з основних призначень контейнера - забезпечення цілісності сцинтиляційного кристалу, наприклад запобігання сублімації, випаровування, взаємодії з компонентами навколишнього середовища. Найбільш важливий приклад - контейнеризація сцинтилятора NaI (Tl) (рис. 3.2), яка запобігає взаємодії даного гігроскопічного сцинтилятора з вологою, що міститься в повітрі.

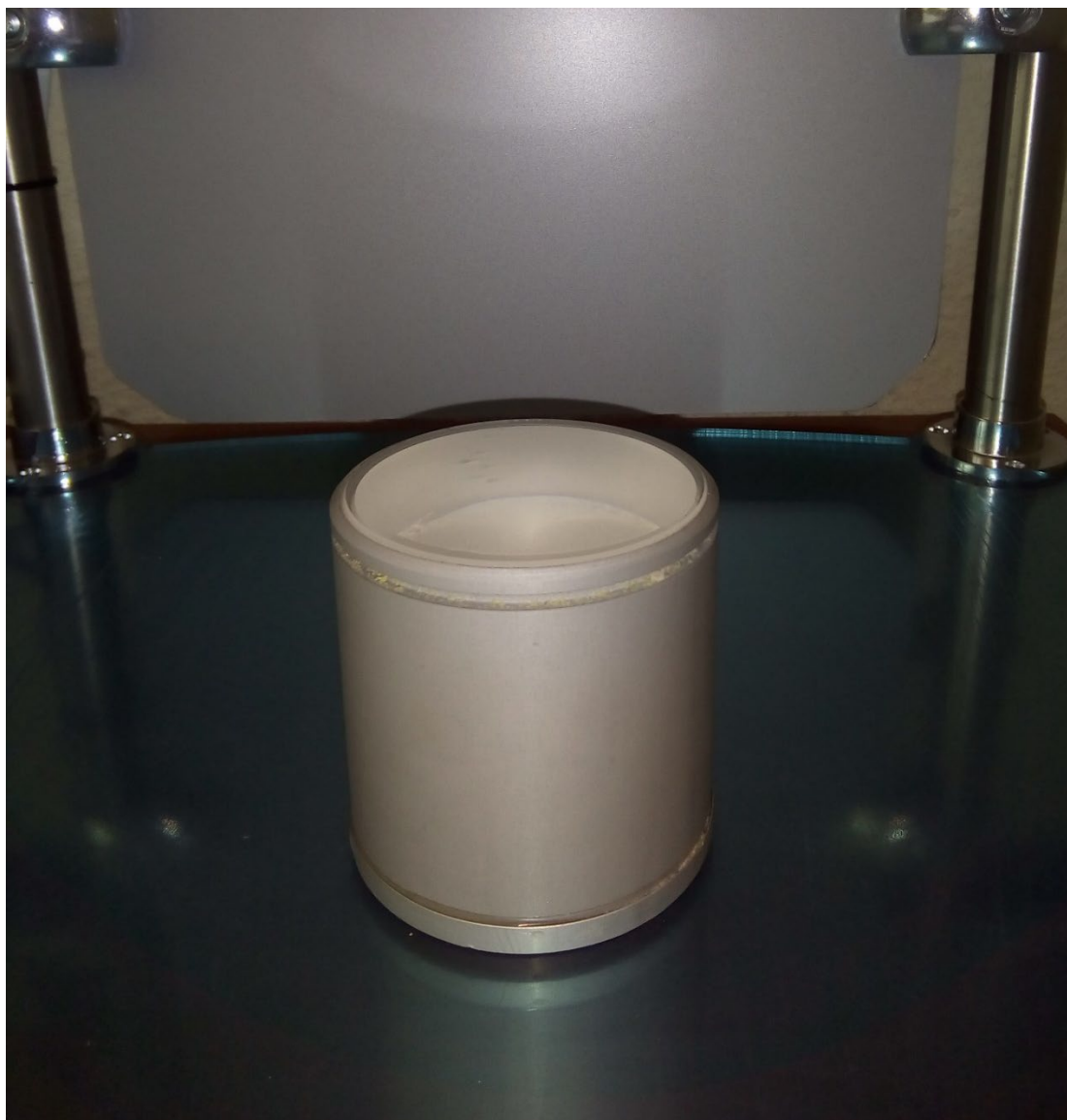


Рисунок 3.2 – Сцинтилятор NaI (Tl)

Іншим призначенням контейнеру - це збільшення світлового виходу детектору, пов'язаного з числом фотонів, що потрапляють з детектора на фотоелемент. Чим кращий світловий вихід, тим краще відділяється корисний сигнал детектора від шумів, тим більше і краще роздільна здатність детектора. Зрозуміло, що в процесі конструювання блоку детектування хочуть досягти більшого значення світлового виходу системи детектор - фотоелемент. Використання в контейнері матеріалу з високим коефіцієнтом відбивання дозволяє збільшити світловий потік на чутливий елемент фотодетектору. При конструюванні сцинтиляційного блоку детектування потрібно було врахувати цю обставину.

Основний спосіб збільшення ефективності і особливо чутливості детектора - збільшення його розмірів. Збільшення розміру детектора в деяких випадках покращує форму спектра імпульсів. Однак з'єднання детектора великого розміру з чутливою ділянкою фотодіоду меншого розміру зазвичай пов'язане з втратою частини сигналу (світлового виходу) і є не дуже простим завданням. Використання фотодіоду з чутливим елементом великого розміру є неможливим. Тому найчастіше за все розмір вихідного вікна робиться таким же як і розміри чутливого елемента фотодетектору. Враховуючи цю обставину (разом з тим що ми використовуємо MPPC S13360-3050CS (рис. 3.3)), використання сцинтилятора квадратної форми, розміщеного в герметичному контейнері, який має прозоре вихідне вікно, повинен мати між сцинтилятором і корпусом контейнера світловідбиваючий шар.

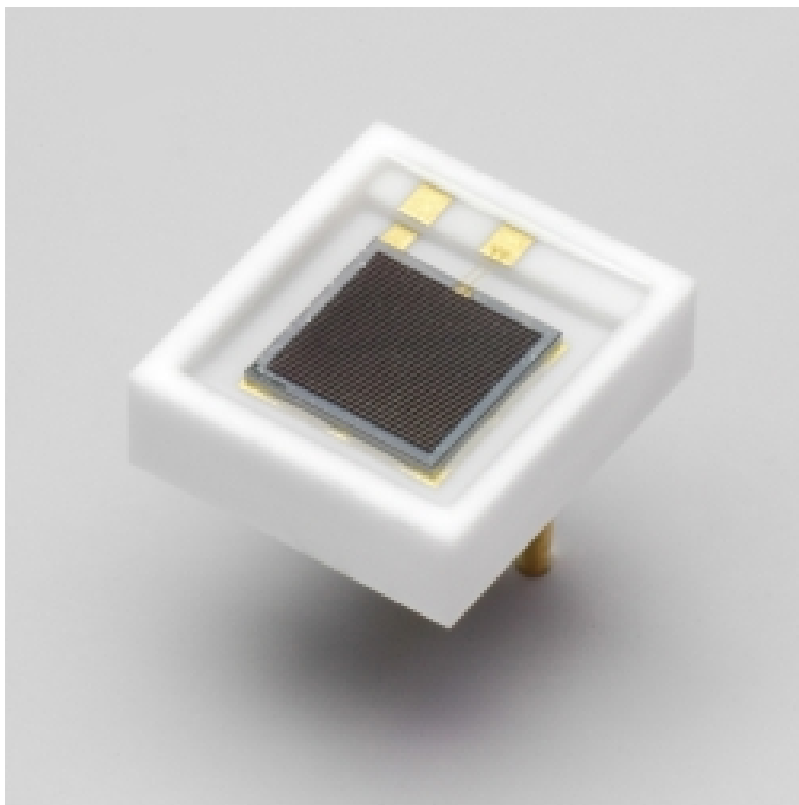


Рисунок 3.3 – MPPC S13360-3050CS

Також окрім двох вище зазначених вимог до контейнера пред'являється третє, що встає в протиріччя з першими двома: він не повинен поглинати реєстроване радіоактивне випромінювання. Ця вимога обмежує товщину стінок контейнера і шару відбивача і обґрунтовує певні обмеження, особливо при реєстрації довгохвильового (сильно поглинаючого) випромінювання - α -випромінювання, та також низькоенергетичних β - і рентгенівського випромінювання. У деяких випадках доцільно використовувати сцинтилятори без контейнерів. Але це можливо лише для сцинтиляторів, стійких до впливу атмосфери та котрі можна використовувати без відбивачів.

Характеристикою сцинтиляційного кристалу є сцинтиляційна ефективність η . Однак не все світло що виникає, може виходити зі сцинтиляційного кристалу. Сцинтиляційні кристали правильної форми з високою симетрією частину світла не випромінюють, а втрачають через повне внутрішнє відбивання на межах і при поглинанні в об'ємі кристалу. Порушуючи симетрію (включаючи імерсійний

оптичний контакт на межі з вихідним отвором, створюючи матування деяких поверхонь і т.д.) і використовуючи відбивач, на чутливий елемент фотодіоду вдається направити певну, часто значну частину світла сцинтиляцій. Цей процес називається світлозбиранням. Також досить важливою умовою, котра забезпечує високу стійкість сцинтиляційних характеристик під впливом механічних факторів, є стабільність оптичного контакту сцинтилятора з вихідним склом. З урахуванням викладеного можна конкретизувати завдання – як саме краще організувати систему світлозбирання, для того щоб отримати хороший світловихід.

Як було вище сказано, сцинтиляційний кристал будучи встановленим в герметичний контейнер, повинен мати гарний світловідбиваючий шар. Для цього сцинтиляційний кристал розташовується в контейнері із певним зазором, котрий потім заповнюється світловідбиваючим порошком (MgO). Рівномірна щільність порошку в межах всієї світловідбиваючої оболонки є дуже важливим фактором, так як вона визначає світлозбір детектора

Було також розглянуто варіант суцільного металевого контейнера, вихідного вікна і сцинтилятора, жорстко з'єднаних між собою, сцинтилятор приклеєний до вихідного вікна оптичним клеєм, відбивача типу окису магнію, яким заповнений зазор між сцинтилятором і контейнером. Проаналізувавши цей варіант, зробив висновок, що така конструкція детектора з використанням оптичного клею і світловідбивача може отримати хороші сцинтиляційні характеристики в нормальних умовах експлуатації.

Але недоліком даної конструкції є нестабільність оптичного контакту між кристалом і скляним вихідним вікном до впливів кліматичних і механічних навантажень, за рахунок жорсткого зчеплення скла з корпусом, через коливання величини навантаження в зоні оптичного контакту сцинтилятора з вихідним вікном, що призводить до його порушення, а отже погіршення сцинтиляційних характеристик. З цієї причини експлуатація таких лічильників в умовах підвищених механічних і кліматичних навантажень неможлива, Але так як наша

установка повинна була працювати в лабораторії, тобто в постійних кліматичних умовах і не піддаючись впливу механічних навантажень, то принцип збирання детектора був на тому визначений.

3.2. Формування світловідбиваючої оболонки та оптичного контакту

Складав розроблену систему сцинтилятор – фотодіод, за схемою на рисунку 3.4.

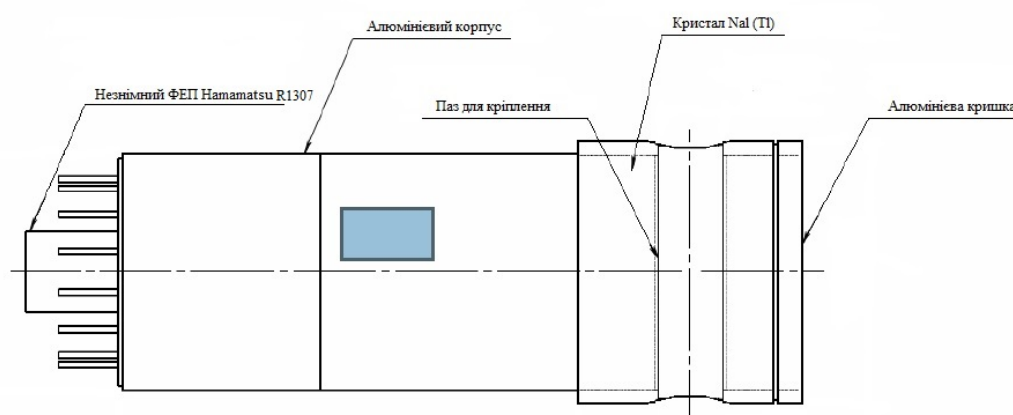


Рисунок 3.4 – Схемне зображення розробленої системи сцинтилятор NaI (TI) - MPPC S13360-3050CS

Процес формування світловідбиваючої оболонки, передбачав використання трубчастого прямокутного елемента в якості ущільнювача, проходив наступним чином. Формування оболонки починалося з установки сцинтилятора в вертикальний контейнер. Після цього зазор між стінками контейнера і сцинтилятором частково заповнювався порошком MgO і далі приступають до його ущільнення. Ущільнення виконувалося вручну, шляхом осьового

переміщення введеного в зазор трубчастого ущільнювача. Оболонку формувалася поетапно, поступово підіймаючись до потрібного рівня.

Але недоліком даного способу є те, що в процесі заповнення зазору порошком, останній може розташовуватися нерівномірно і після ущільнення ця нерівномірність зберігається. Не виключається також те, що кристал може перекосити, внаслідок зачіпання його в процесі ущільнення, що супроводжується защемленням потрапивших в простір між зовнішньою поверхнею сцинтилятора і внутрішньою поверхнею ущільнювача окремих частинок порошку, порушення оболонки. На практиці ж, при формуванні світловідбиваючої оболонки, ніяких подібних проблем не виникало.

Необхідно було лише створити оптичний контакт між фотодіодом і сцинтиляційним матеріалом. Зазвичай оптичний контакт здійснюють або за допомогою вазелінового масла, або оптичного клею (наприклад, ОК-5С). Але так як наша установка повинна була мати широкий температурний діапазон, в якому вона могла б без проблем працювати, то було прийнято рішення використовувати вазелін марки КВ-3, властивості якого практично не змінюються від -65 до $+180$ °С. Серед основних унікальних властивостей, які обумовлюють успішне використання КВ-3 в промисловості, особливу цінність мають хімічна інертність, негорючість і вибухонебезпечність.

На рисунку 3.5 показано схематичне зображення описаної вище системи сцинтилятор – фотодіод. Як вже зазначалося, сцинтилятор поміщається в контейнер. Контейнер для сцинтиляційного кристалу NaI (Tl) (рис.10) має бути герметичний, тому що використовуваний сцинтилятор має високу гігроскопічність; кристал оточений шаром MgO, який служить відбивачем світла. Упакований сцинтилятор поміщається на чутливий елемент фотодіода. Для кращого оптичного контакту між сцинтилятором і фотодіодом наноситься тонкий шар силіконової або вазелінової змазки. Силіконове масло, котре має показник заломлення, близький до показника скляної лицьової панелі, являє

собою найбільш широко використовуваний матеріал в якості з'єднувального матеріалу. Сам фотодетектор розміщується в світлонепроникному кожусі.

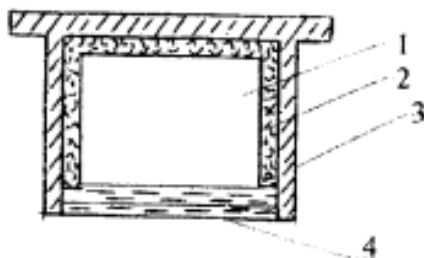


Рисунок 3.5 – Схематичне зображення кристала NaI (Tl) в контейнері: 1 - кристал NaI (Tl); 2 - порошок MgO; 3 - алюмінієвий контейнер; 4 - вихідне скло.

3.3. Детекторна система та проведення пробних досліджень

Результатом виконання дипломного проекту була розроблена та виготовлена сцинтилятор – фотодіодна детекторна система (рис. 3.6)

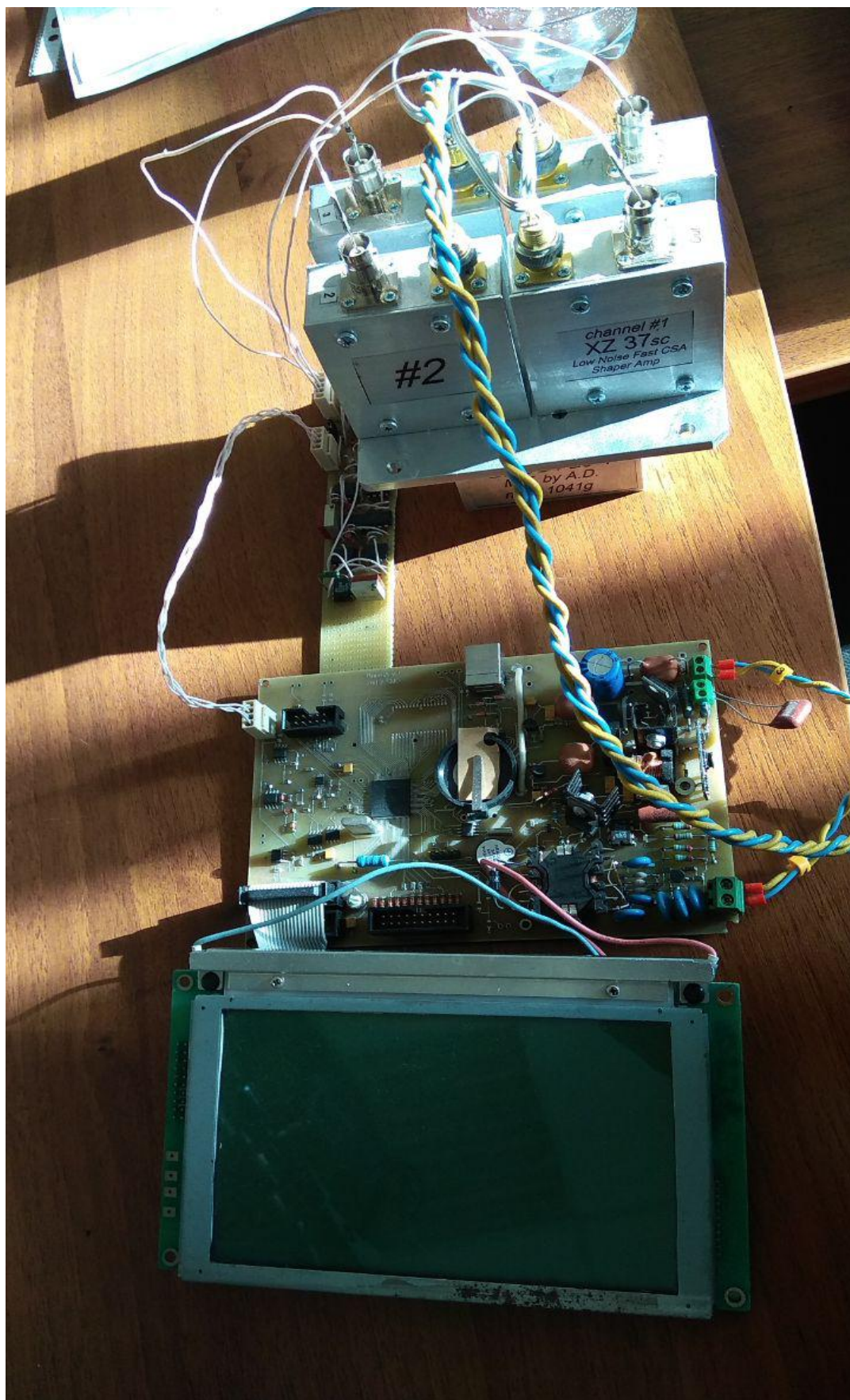


Рисунок 3.6 – Зібрана детекторна система

Та також компоненти системи (рис.3.7 – 3.10)



Рисунок 3.7 – Оптична система сцинтилятор - фотодіоди

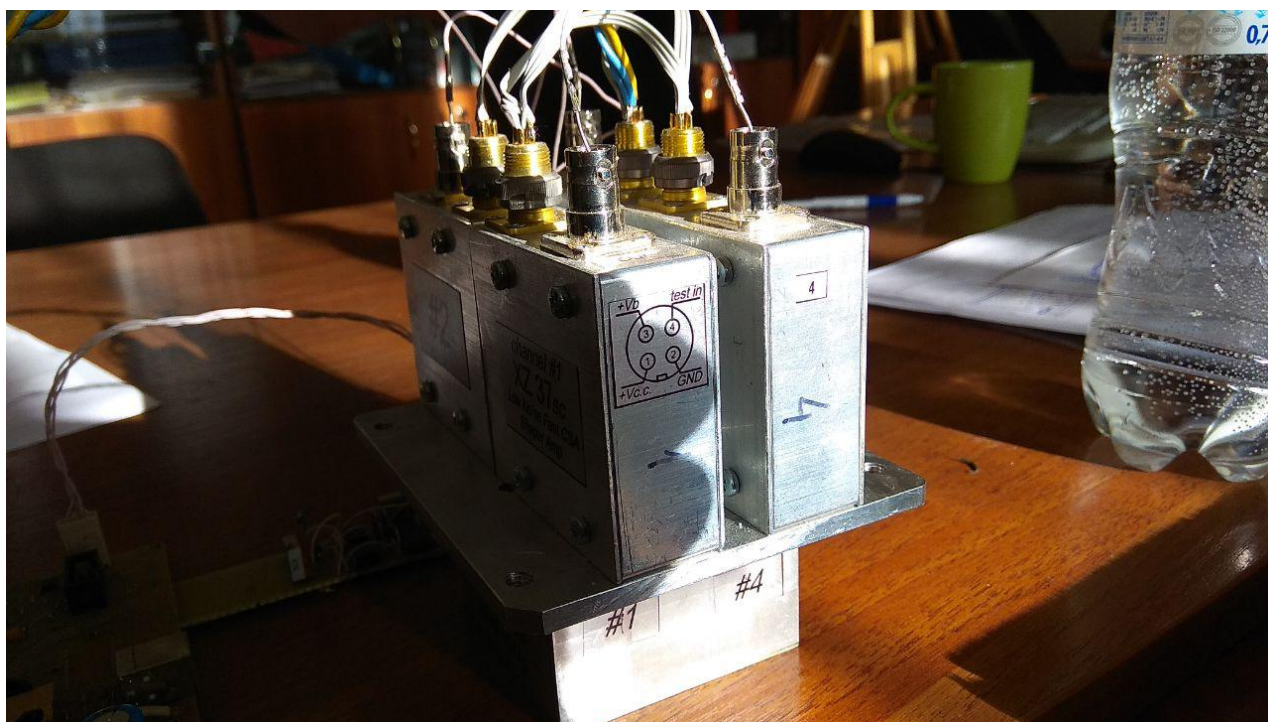


Рисунок 3.8 – Оптична система сцинтилятор - фотодіоди

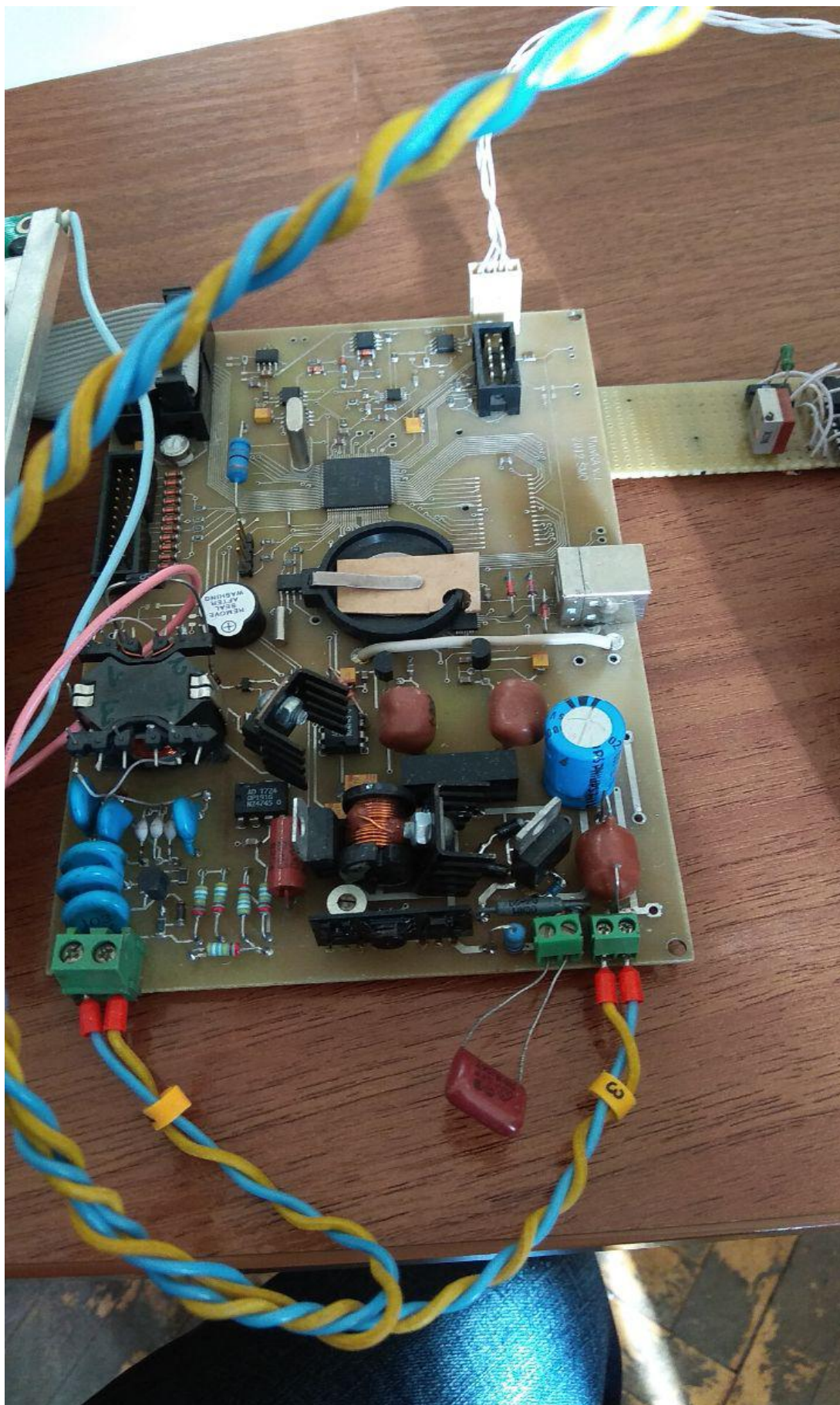


Рисунок 3.9 – Плата

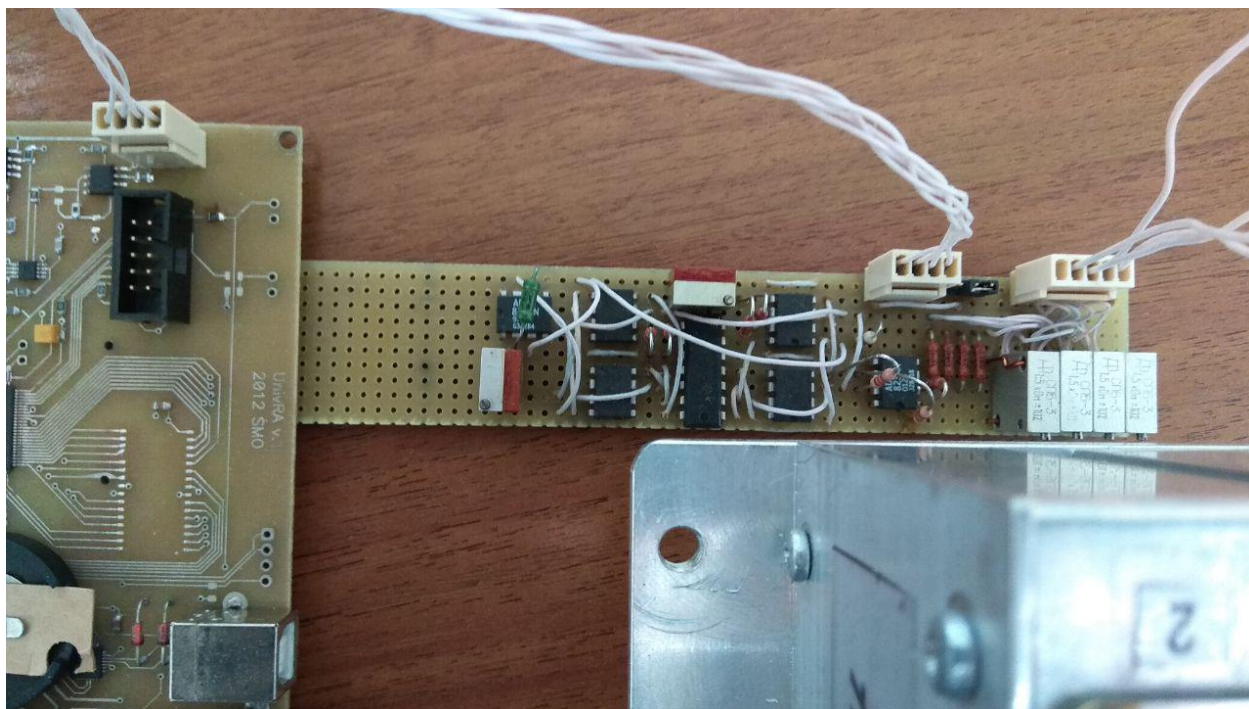


Рисунок 3.10 – Плата

Провівши вимірювання даним стендом, отримали спектри нуклідів ^{40}K , ^{137}Cs та суміші нуклідів $^{137}\text{Cs}+^{60}\text{Co}$, представлені на рисунках 3.11, 3.12 та 3.13 відповідно.

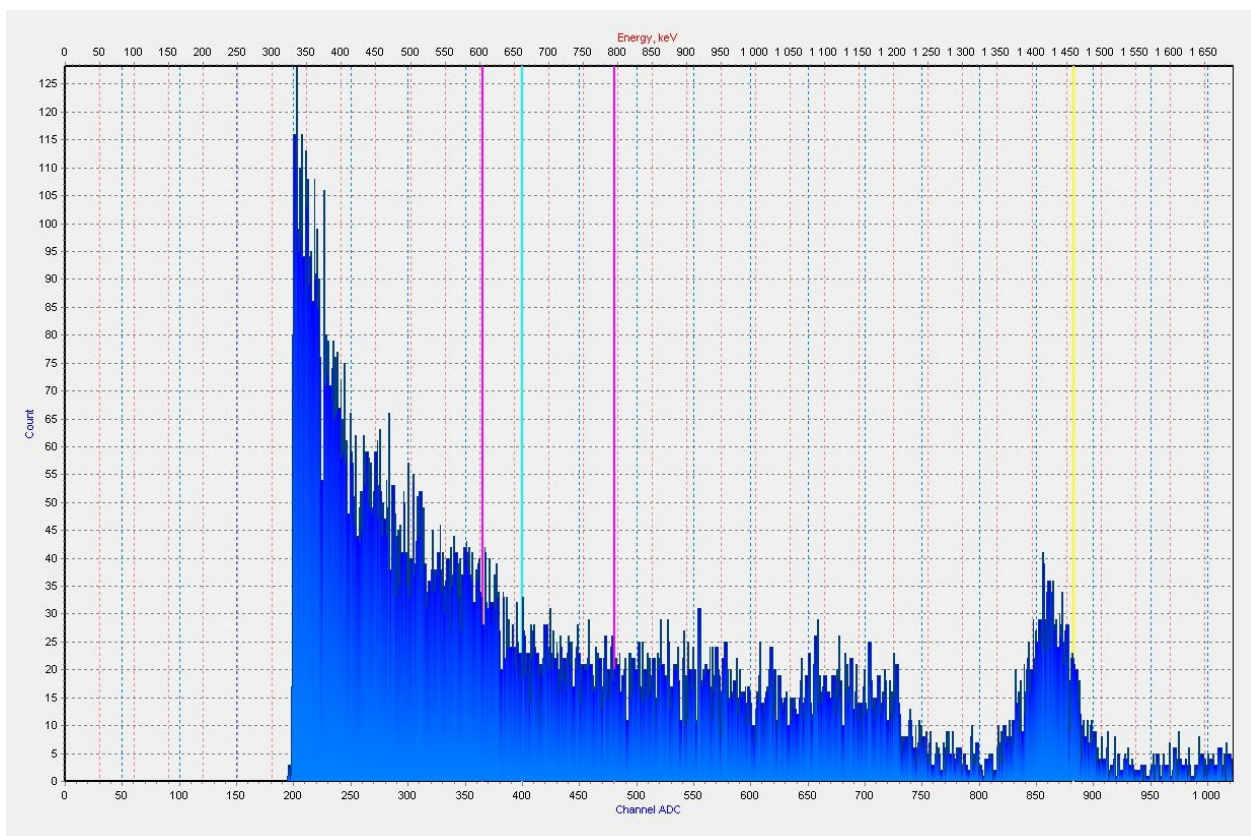


Рисунок 3.11 – Спектр нукліду ^{40}K

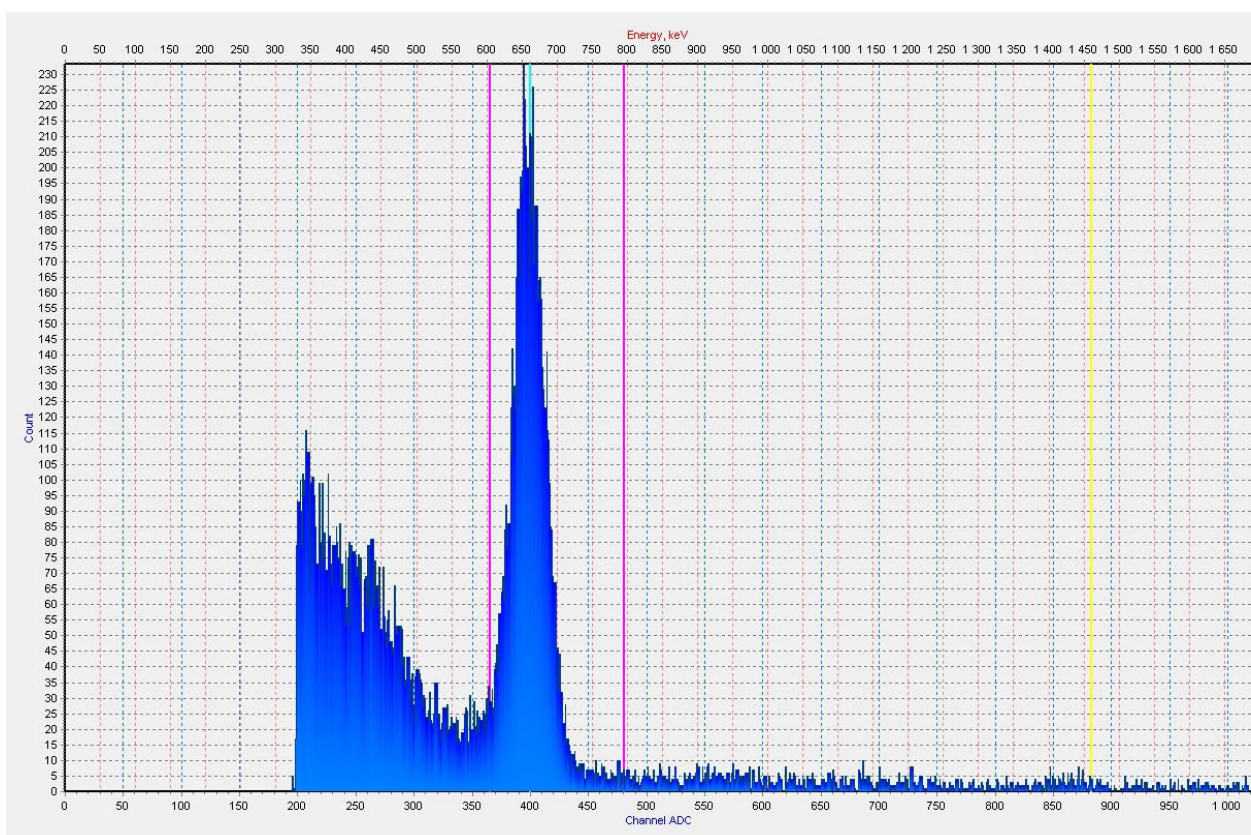


Рисунок 3.12 – Спектр нукліду ^{137}Cs

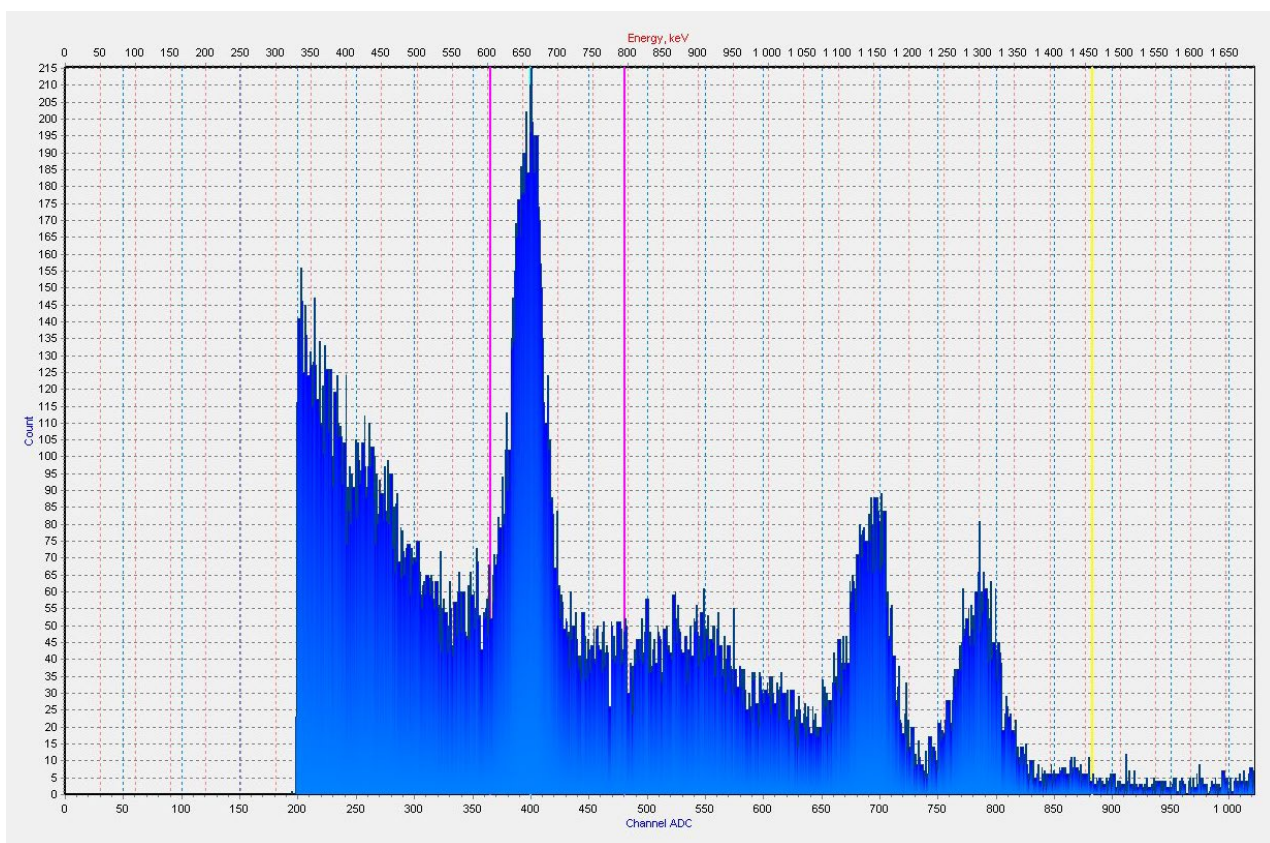


Рисунок 3.13 – Спектр суміші нуклідів $^{137}\text{Cs}+^{60}\text{Co}$

Висновки до розділу III

У даному розділі було приведено конструктивне рішення, щодо будови та створення світловідбиваючої оболонки та оптичного контакту при конструюванні системи сцинтилятор – фотодіод.

РОЗДІЛ IV. РОЗРОБЛЕННЯ СТАРТАП ПРОЕКТУ

Формула винаходу

Сцинтиляційний детектор, який містить сцинтилятор і фотодіод, що підключено одним з торців до реєстратора випромінювання, який відрізняється тим, що сцинтилятор виконано в вигляді світловоду (сцинтилятор – фотодіод), усередині якого співвісно розміщено світловід, бокова поверхня і вільний торець якого знаходяться в оптичному контакті з внутрішньою поверхнею світловоду-сцинтилятора, який виконано зі світловідбивальним зовнішнім покриттям, прозорим для випромінювання, що реєструється, при цьому показник заломлення внутрішнього світловоду більший за показник заломлення світловоду - сцинтилятора, товщина якого дорівнює довжині вільного пробігу фотона сцинтиляції.

ВИСНОВКИ

У проекті розглянуто основні способи реєстрації та дослідження іонізуючого випромінювання. Проаналізовано існуючі сцинтиляційні датчики та їх будова. На основі отриманих результатів проведеного порівняльний аналіз використання різних фотодетекторів.

В результаті аналізу зробили висновок, що найдоцільніше використовувати кремнієві фотопомножувачі. Було обрано MPPC фірми Hamamatsu, модель: S13360-6050VE.

Взявши певні деталі будови сцинтиляційних детекторів, модернізував та представив можливий варіант побудови системи сцинтилятор – фотодіод. Створив світловідбиваючу оболонку для сцинтилятора та оптичний контакт в місці з'єднання вихідного вікна сцинтилятора та чутливого елементу фотодіода.

Фінальним етапом стало створення самого вимірювального макету та проведення вимірювань.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. А.А. Кравченко, дипломна робота бакалавра: «Детектор іонізуючого випромінювання на базі фотодіода – сцинтиляційного матеріалу» (2018).
2. Ніколас Цульфанідіс: «Вимірювання та виявлення радіації», видавництво «Півкулі» (1983)
3. Вільям Дж. Ціна: «Виявлення ядерної радіації», McGraw-Hill Book Company Inc. (1964)
4. Еміль Ковальський: «Ядерна електроніка», Springer-Verlag Berlin (1970).
5. Х. Кумі, Т. Ватанабе, М. Ліда, Т. Мацусіта і С. Сузукі: IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-33111,364 (1986).
6. Р. Л. Хіт, Р. Хофстадтер і Е. Б. Хьюз: Нукл. Inst і Meth, 162, 431 (1979).
7. В. Прайс «Реєстрація ядерного випромінювання», переклад з англійської В. Н. Гінзбурга і Н. Г. Зелевінської під редакцією Б. І. Верховського, видавництво іноземної літератури, Москва, 1960.
8. Montgomery R. A. et al. Multianode Photomultiplier Tube Studies for Imaging Applications // Nucl. Instr. Meth. A. 2012. V. 695. P. 326-329.
9. Hamamasu Photonics K. K. <http://www.hamamatsu.com/index.html>.
10. Bajanov N. A. et al. Fine-Mesh Photodetectors for CMS Endcap Electromagnetic Calorimeter // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 442. P. 146-149.
11. Adeva B. et al. (L3 Collab.). The Construction of the L3 Experiment // Nucl. Instr. Meth. A. 1990. V. 289. P. 35.
12. Цирлин Ю.А. Оптимизация детектирования гамма-излучения сцинтиляцион-ными кристаллами / Ю.А. Цирлин, М.Е. Глобус, Е.П. Сысоева // М.: Энерго-атомиздат. – 1991. – 179 с.
13. Lecoq P. Inorganic Scintillators for Detector Systems / P. Lecoq [et al.] // Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006. - 325 p.
14. Гринев Б.В. Сцинтиляционные кристаллы / Б.В. Гринев // Неорганическое материаловедение. – Киев: Наукова думка, 2008. - Т.2. - С. 357-362.

15. Глобус М.Е. Неорганические сцинтилляторы: новые и традиционные материалы / М.Е. Глобус, Б.В. Гринев. – Харьков: Акта, 2001. - 408 с.
16. Горилецкий В.И. Рост кристаллов / В.И. Горилецкий [и др.]. – Харьков, Акта, 2002. - 536 с.
17. Гектин А.В. Галоидные сцинтилляторы. Научные и инженерные разработки / А.В. Гектин, Б.В. Гринев // Функциональные материалы для науки и техники. – Харьков: Институт монокристаллов. - 2001. - С. 28-47.
18. Van Loef E.V.D. High-energy-resolution scintillator Ce^{3+} activated LaBr_3 / E.V.D. van Loef, [et al.] // Applied Phys. Lett. – 2001. – Vol. - 79, 10 – P. 1573-1575.
19. Globo J. SrI_2 for gamma-ray spectroscopy / J. Globo, W.M. Higgins, E.V.D. van Loef, et al. // Proc. IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec., San Diego, USA, Oct. 29 - Nov.4, Vol. 3, 1574 (2006).
20. Temperature Dependent Scintillation and Luminescence Characteristics of $\text{GdI}_3:\text{Ce}^{3+}$ / M. Birowosuto, [et al.] // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 2008. – vol. 55, 3. – P. 1164-1169.
21. Панова А.Н. Неорганические сцинтилляторы / А.Н. Панова // Изв. АН СССР сер. физ. – 1985. – Т. 49, 10. – С.1994-1998.
22. Pedrini C. Scintillation Mechanisms and Limiting Factors on Each Step of Relaxation of Electronic Excitations / C. Pedrini // Phys. Sol. State. – 2005. – Vol.47, No. 8. – P.1406-1411.
23. Кудин А.М. Влияние гидратации и дегидратации на состояние поверхности и природа мертвого слоя в кристаллах NaI:Tl / А.М. Кудин // Сцинтилляционные материалы. Получение, свойства, применение / под ред. Б.В. Гринева. – Харьков: "Институт монокристаллов". – 2007. – С. 320-354.
24. A new scintillation material: CsI with 10 ns decay time/ Kubota S. [et al.] // NIMA. - 1988. - Vol. A268, No 1, - P. 275-277.
25. Ray R.E. The KTeV Pure CsI Calorimeter / R.E. Ray // In: High Energy Physics, Proc. Fifth Int. Conf. on Calorimetry. World Scientific, New Jersey. Sept. 1994. - P.110-116.

26. Grassmann H. Properties of CsI:Tl. Renaissance of an Old Scintillation Material / H. Grassmann, H.G. Moser, E. Lorenz // NIMA. - 1985. - A228. - P.323-326.
27. Schotanus P. Scintillation characteristics of pure and Tl-doped CsI crystals / P. Schotanus, R. Kamermans, P. Dorenbos // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1990. – Vol. 37, 2. – P. 177-182.
28. Роль активаторных и вакансионных центров в затухании сцинтилляций кристаллов CsI:Na / А.Н. Панова, [и др.] // ЖПС. - 2004. - Т. 71, № 4. - P. 502-507.
29. Спектрально-кинетические свойства кристаллов CsI с добавкой Cs₂CO₃ / Э.Л. Виноград, [и др.] // Оптика и спектроскопия. – 1993. – Т. 75, 5. – С.996-1000.
30. Gektin A.V. Halide scintillators. Present status and prospects. / A.V. Gektin // Inorganic Scintillators and Their Applications: 5th Int. Conf., Aug. 20-25 (1999): proceeding. - Moscow, 2000. – P. 79-88.
31. Кристаллы сцинтилляторов и детекторы ионизирующих излучений на их основе / Л.В. Атрощенко [и др.] // К.: Наукова думка. - 1998. – 310 с.
32. Scintillator Crystals, Radiation Detector & Instruments on Their Base / B. Grinyov [et al.] // Ukraine, Kharkiv, 2004. - 374 p.
33. Абдувалиев А.С. Изучение кинетики нарастания люминесценции при α - и β -возбуждении сцинтилляторов на основе CsI в зависимости от дозировки активатора и температуры / А.С. Абдувалиев, В.К. Ляпидевский / Труды ВИМСа, М.: Из-во ВИМС. - 1974. – № 3. – С.40-54.
34. Шамовский Л.М. Кристаллофосфоры и сцинтилляторы в геологии / Л.М. Шамовский // М.: Недра. – 1985. – 239 с.
35. Factors which define the $\square\square\square$ -ratio in CsI:Tl Crystal / A.M. Kudin, [et al.] // NIMA. – 2005. – vol. A537. – P. 105-112.
36. Вартанов Н.А. Практические методы сцинтилляционной гамма-спектрометрии / Н.А. Вартанов, П.С. Самойлов // Атомиздат: Москва. – 1964. – 275 с.

- 37.Ляпидевский В.К. Сцинтилляционный метод детектирования излучений / В.К. Ляпидевский // М.: Изд. МИФИ. – 1981. – 88 с.
38. Knoll G.F. Radiation Detection and Measurement, 3rd Ed. / G.F.Knoll. // John Wiley & Sons, New York. – 2000. – 217 p.
- 39.Birks I.B. The Theory and Practice of Scintillation Counting / I.B. Birks // London: Pergamon Press. - 1967. - 662 p.
- 40.Особенности применения неорганических сцинтилляторов для рентгеновской диагностики горячей плазмы / В.В.Аверкиев, В.К. Ляпидевский, В.А.Прорвич, А.В. Сартори // ПТЭ. - 1982. - № 3. - С. 152-154.
- 41.Кудін О.М. Розробка науково-технологічних основ модифікації поверхні кристалів для корегування їх сцинтиляційних характеристик : дисс. докт. тех. наук: 05.02.01 / Кудін Олександр Михайлович. - Харків. - 2007. - 290с.
- 42.Seitz F. Model of luminescence center / F. Seitz // J. Chem. Phys. – 1938. – vol.6. - P. 454-455.
- 43.A new model for the visible emission of the CsI:Tl crystal / V. Nagirnyi, [et al.] // Chem. Phys. Lett. - 1994. - Vol. 227. - P. 533-538.
- 44.Peculiarities of the triplet relaxed excited state structure and luminescence of CsI:Tl crystal / V. Nagirnyi, [et al.] // J. Phys.: Condens. Mater. – 1995. - Vol. 7.- P.3637-3653.
- 45.Radiation damage mechanism in CsI:Tl studied by ion beam induced luminescence/ A. Quaranta, F. Gramegna, V. Kravchuk, C. Scian // NIMB. – 2008. –Vol. B266. – P. 2723-2728.
- 46.Влияние содержания активатора на выход радиolumинесценции, световой выход и энергетическое разрешение кристаллов CsI:Tl / В.И. Горилецкий [и др.] // Известия ВУЗов. Материалы электронной техники. - 2000. - № 4. - С.37-40.
- 47.Recombination luminescence of CsI:Tl crystal under electron pulse irradiation /
- 48.Trefilova, V. Yakovlev, A. Meleshko, N. Kosinov // Radiation Measurements. – 2010. – Vol. 45, 3-6. – P. 328-330.

49. Keil G. Gamma-ray spectroscopy with a scintillator-photodiode combination / G. Keil // NIMA. – 1968. – Vol. 60, 1. – P. 167-172.
50. Kilgus U. Prospects of CsI:Tl-photodiode detectors for low-level spectroscopy // U. Kilgus, R. Kotthaus, E. Lange // NIMA. – 1990. – Vol. 297, 3. – P. 425-440.
51. Fast readout of plastic and crystal scintillators by avalanche photodiodes / E. Lorenz, S. Natkaniec, D. Renker, B. Schwartz // NIMA. – 1994. – Vol. 344. – P. 64-72.
52. Large area avalanche photodiodes in scintillation and X-rays detection / M. Moszyński, [et al.] // NIMA. – 2002. – Vol. A485, 3. – P. 504-521.
53. Energy Resolution of Scintillation Detectors Readout with Large Area Avalanche Photodiodes and Photomultipliers / M. Moszynsky, [et al.] // IEEE TNS. – 1998. – Vol. 45. – P. 472-477.
54. Performance of large-area avalanche photodiode for low-energy X-rays and γ -rays scintillation detection // T. Ikagawa, [et al.] // NIMA. – 2003. – vol. A 515. – P. 671-679.
55. Performances of Large Area Avalanche Photodiodes at liquid nitrogen temperature / M. Moszynsky, [et al.] // Conf. Record Капустя
56. Energy resolution of CsI(Na) scintillators / A. Syntfeld-Kazuch, [et al.] // Radiation Measurements. – 2010. – vol. 45. – P. 377–379.
57. Кремниевый фотоэлектронный умножитель: новые возможности / С. Клемин [и др.] // Электроника: Наука, Техн., Бизнес. – 2007. – № 8. – С. 80-86.
58. Limited Geiger-mode silicon photodiode with very high gain / G. Bondarenko, [et al.] // Nuclear Physics B – Proceeding Supplements. Supplement 2. – 1998. – vol. 61. – P. 347-352.
59. Response and noise characteristics of small-sized inorganic and organic scintillation detectors measured with vacuum and solid photodetectors / O.V. Dudnik, [et al.] // NIMA. – 2012. – Vol. A664. – P. 148-153.
60. Лебедев А.И. Физика полупроводниковых приборов / А.И. Лебедев // М.: Физматлит. – 2008. – 488 с.

61. Recent progress in the development of CsI(Tl) crystal – Si-photodiode spectrometric detection assemblies / V.P.Seminozhenko, B.V.Grinyov, V.N.Nekrasov, Yu.A. Borodenko // NIMA. - 2005. – Vol. A 537. - P. 383-388.
62. Цирлин Ю.А. Светособирание в сцинтилляционных счетчиках / Ю.А. Цирлин // М.: Атомиздат. – 1975. – 263 с.
63. Budde W. Standards of reflectance / W. Budde // J. Optical Soc. Am. – 1960. - vol. 50. – P. 217-222.
64. Patterson E.M. Kubelka-Munk optical properties of a barium sulfate white reflectance standard / E. M. Patterson, C. E. Sheldon, and B. H. Stockton // Appl. Opt. – 1977. – vol. 16. – P. 729-732.
65. Grum F. Optical Sphere Paint and a Working Standard of Reflectance / F. Grum and G. W. Luckey // Appl. Opt. – 1968. – vol. 7. – P. 2289-2294.
66. Erb W. Requirements for Reflectance Standards and the Measurement of Their Reflection Values / W. Erb // Applied Optics. – 1975. – vol. 14, 2. – P. 493-499.
67. Экструзионные сцинтилляционные стрипы для эксперимента OPERA / Б.В. Гринев [и др.] // Вопросы атомной науки и техники. – 2006. – №4. – С. 231-234.
68. Companion A.L. The diffuse reflectance spectra of some titanium oxides / A.L. Companion, R.E. Wyatt // J. Phys. Chem. Solids. - 1963. - vol. 24, 8. - P. 1025-1028.
69. Андрющенко Л.А. Кремнийорганические материалы для детекторов ионизирующих излучений / Л.А.Андрющенко, Б.В.Гринев // ПТЭ. - 1998. - №4. - С.5-21.
70. Андрющенко Л.А. Розробка оптичних захисних покриттів для сцинтиляторів на основі кристалів CsI и NaI // Дисс ... канд. тех. наук: 05.02.01. - Харків, 2006. - 147 с.
71. Гленн. F. Knoll: «ВИЯВЛЕННЯ РАДІАЦІЇ ТА ВИМІР (Третє видання)» John Wile & Sons, Inc. (1999).